

Spinabhängiger Transport in epitaktischen Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110)

Vom Fachbereich Physik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

genehmigte Dissertation von

Christoph Hassel

aus
Duisburg

Referent: Prof. Dr. Dumpich

Korreferent: Prof. Dr. Reiss

Korreferent: Prof. Dr. Wende

Tag der mündlichen Prüfung: 11. August 2009

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der spinabhängige Transport in *epitaktischen* Fe-Leiterbahnen und in senkrecht zur Schichtebene magnetisierten Multilagen-Leiterbahnen untersucht. Im Vordergrund stehen Untersuchungen zur schwachen Lokalisierung, dem Domänenwandwiderstand und der strominduzierten Domänenwandbewegung.

Epitaktische Fe-Leiterbahnen werden ausgehend von epitaktischen Schichten mittels Elektronenstrahlolithografie hergestellt. Durch die intrinsischen magnetischen Anisotropien besteht im Gegensatz zu polykristallinen Leiterbahnen die Möglichkeit, transversal magnetisierte Leiterbahnen herzustellen. Die Magnetkraftmikroskopie wird eingesetzt, um den magnetischen Zustand einzelner Leiterbahnen abzubilden. Das Ummagnetisierungsverhalten dieser Leiterbahnen wird ausführlich mit Hilfe von Magnetowiderstandsmessungen, die durch den Anisotropen Magnetowiderstand (AMR) bestimmt und mit mikromagnetischen Rechnungen erklärt werden, charakterisiert.

Erstmals werden Quantentransportphänomene an epitaktischen Fe-Leiterbahnen bei Temperaturen bis herab zu 20 mK untersucht. Diese Messungen zeigen unabhängig von der Leiterbahnbreite und -orientierung *keine* Beiträge von schwacher Lokalisierung. Die Ergebnisse können quantitativ durch die erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung erklärt werden. Bei Verringerung der Leiterbahnbreite wird außerdem der Beginn des Übergangs von zweidimensionalem zu eindimensionalem Verhalten in Übereinstimmung mit der Theorie gefunden.

Zur Bestimmung des Domänenwandwiderstandes wird in verschiedenen Strukturen gezielt eine unterschiedliche Zahl von Domänenwänden eingebracht, wobei aufgrund des epitaktischen Probensystems verschiedene Domänenwandgeometrien untersucht werden. Hierzu wird zum einen eine auf dem Magnetkraftmikroskop basierte Methode verwendet, zum anderen der Einfluss der Formanisotropie auf die Koerzitivfelder von Leiterbahnen ausgenutzt. Nach Berücksichtigung von AMR-Beiträgen mit Hilfe mikromagnetischer Rechnungen wird ein Widerstandsanstieg von 0.2% innerhalb der Domänenwand bei Zimmertemperatur und von 0.4% bei 4.2 K gefunden. Diese Werte können mit einem theoretischen Modell spinabhängiger Streuung erklärt werden.

Die strominduzierte Domänenwandbewegung, die als Grundlage nichtflüchtiger Speicherelemente vorgeschlagen wurde, wird nicht nur in epitaktischen Fe-Leiterbahnen, sondern zusätzlich in Multilagensystemen mit senkrechter Anisotropie untersucht. Mit Magnetkraft- und Kerr-Mikroskopie nachgewiesene Domänenwandbewegungen können mit dem Oersted-Feld und der Temperaturerhöhung aufgrund des Strompulses erklärt werden. Einflüsse des Spin-Torque-Effektes werden nicht beobachtet.

Abstract

In the present thesis, the spin dependent transport in *epitaxial* Fe wires as well as in perpendicularly magnetized multilayer wires is investigated. The main focus is on the investigation of quantum transport phenomena, the domain wall resistance as well as the current induced domain wall motion.

Epitaxial Fe wires are prepared from epitaxial Fe films by means of electron beam lithography. Because of the intrinsic magnetic anisotropy, it is possible to prepare wires with a remanent transversal magnetization. Magnetic force microscopy is used to image the magnetic state of single wires. The magnetization reversal behaviour of these wires is investigated in detail using magnetoresistance measurements. These measurements are dominated by effects of the anisotropic magnetoresistance and can be explained by micromagnetic calculations.

For the first time, quantum transport phenomena in epitaxial Fe wires are studied by magnetoresistance measurements for temperatures down to 20 mK. These measurements clearly indicate that, independent of the wire width and orientation, *no* contribution due to weak electron localization can be observed. The results are quantitatively explained within the framework of enhanced electron-electron interactions. Furthermore, by reducing the wire width the onset of the transition from two-dimensional to one-dimensional behaviour is found.

To determine the domain wall resistance, a different number of domain walls is created in various structures, whereby the epitaxial samples allow to investigate different domain wall structures. First, a technique based on the stray field of a magnetic force microscope tip is presented. Furthermore, the influence of the shape anisotropy on the coercive field of single wires is used. Contributions to the observed resistance change due to the anisotropic magnetoresistance are calculated using micromagnetic simulations. A positive intrinsic relative resistance increase of 0.2% within the domain wall is found at room temperature and 0.4% at 4.2 K. These values can be explained within a theoretical model considering spin-dependent scattering.

Current induced domain wall motion, which is the basic principle of a recently proposed non-volatile memory, is studied in epitaxial Fe wires and, additionally, in multilayer-wires with perpendicular magnetic anisotropy. By means of magnetic force microscopy and Kerr microscopy, the movement of domain walls due to injected current pulses is observed. This effect can be explained by the influence of the Oersted field or the increased temperature due to the current pulses. *No* contributions of the Spin-Torque effect are observed within the measurements.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	4
2.1	Klassischer Elektronentransport	4
2.1.1	Lorentz-Magnetowiderstand	5
2.1.2	Anisotroper Magnetowiderstand	7
2.2	Energiebeiträge in Ferromagneten	9
2.2.1	Austauschenergie	9
2.2.2	Anisotropieenergie	9
2.2.2.1	Magnetokristalline Anisotropie	10
2.2.2.2	Formanisotropie	12
2.2.2.3	Domänenbildung in Ferromagneten	13
2.2.3	Ferromagnetische Resonanz	15
2.3	Domänenwandwiderstand	17
2.4	Quantentransport	21
2.4.1	Schwache Lokalisierung	21
2.4.2	Erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung	27
2.4.3	Separation von schwacher Lokalisierung und Elektron-Elektron Wechselwirkung	28
2.4.4	Schwache Lokalisierung in ferromagnetischen Materialien	29
2.5	Strominduziertes Schalten	31
3	Experimentelles	34
3.1	Probenpräparation	34
3.1.1	UHV-Kammer	34
3.1.1.1	Niederenergetische Elektronenbeugung	36
3.1.1.2	Intensitäts-Spannungs-Kennlinien bei niederenergeti- scher Elektronenbeugung	37
3.1.1.3	Auger-Elektronen Spektroskopie	38
3.1.2	Elektronenstrahlolithografie	40
3.2	Magnetische Charakterisierung	43
3.2.1	Ferromagnetische Resonanz	43
3.2.2	Magnetkraftmikroskopie	44

3.2.3	Kerr-Mikroskopie	44
3.2.4	Photoemissions-Elektronenmikroskopie	45
3.2.5	Mikromagnetische Simulationen	47
3.3	Magnetowiderstandsmessungen	48
3.3.1	Aufbau für Messungen bei tiefen Temperaturen	48
3.3.2	Aufbau für Messungen bei Zimmertemperatur	49
4	Ergebnisse und Diskussion	50
4.1	Strukturelle Charakterisierung der Fe-Filme	50
4.2	Magnetische Charakterisierung der Fe-Filme	55
4.2.1	Ferromagnetische Resonanz	55
4.3	Ummagnetisierungsverhalten epitaktischer Fe-Leiterbahnen	61
4.3.1	Magnetkraftmikroskopie	64
4.3.2	Magnetowiderstandsmessungen	66
4.4	Quantentransport	80
4.5	Domänenwandwiderstand	92
4.5.1	Erzeugung von Domänenwänden mit dem MFM	92
4.5.2	Longitudinal magnetisierte Leiterbahnen mit geometrischen Verengungen	96
4.5.3	Transversal magnetisierte Leiterbahnen	103
4.6	Domänenwandbewegung	108
4.6.1	Domänenwandbewegung in senkrecht magnetisierten Multilagensystemen	108
4.6.2	Domänenwandbewegung in epitaktischen Fe-Leiterbahnen	118
5	Zusammenfassung	125
A	Anhang	128
A.1	OOMMF Quellcodes	128
A.2	AMR Berechnung anhand von OOMMF Simulationen	131
A.3	Leitwertkorrekturen bei schwacher Lokalisierung	132
	Literaturverzeichnis	136

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen

AES	Auger-Elektronen Spektroskopie
AFM	Atomkraftmikroskop (Atomic Force Microscope)
Ag	Silber
AMR	Anisotroper Magnetowiderstand (Anisotropic Magnetoresistance)
Ar	Argon
Au	Gold
bcc	kubisch raumzentriert (body centered cubic)
C	Kohlenstoff
Co	Kobalt
$\Delta G(10)$	Leitwertänderung über eine Dekade der Temperatur
DW	Domänenwand
DWR	Domänenwandwiderstand (Domain Wall Resistance)
EBL	Elektronenstrahlolithographie (Electron Beam Lithography)
EEL	Elektron-Elektron Wechselwirkung (Electron Electron Interaction)
fcc	kubisch flächenzentriert (face centered cubic)
Fe	Eisen
FMR	Ferromagnetische Resonanz
GaAs	Galliumarsenid
Γ	Restwiderstandsverhältnis
GMR	Riesenmagnetowiderstand (Giant Magnetoresistance)
IV-LEED	Intensitäts-Spannungs-Kennlinie bei einer LEED Messung
LEED	Niederenergetische Elektronenbeugung (Low Energy Electron Diffraction)
LMR	Lorentz Magnetowiderstand
MFM	Magnetkraftmikroskop (Magnetic Force Microscope)
MOKE	Magnetooptischer Kerr-Effekt
MR	Magnetowiderstand (Magnetoresistance)
Ni	Nickel
O	Sauerstoff
OOMMF	mikromagnetisches Simulationsprogramm (Object oriented micromagnetic framework)
PEEM	Photoemissions-Elektronenmikroskop
Pt	Platin
SEM	Sekundärelektronenmikroskop (Scanning Electron Microscope)
SQUID	Superconducting Quantum Interference Device
TMR	Tunnelmagnetowiderstand (Tunnel Magnetoresistance)
UHV	Ultrahochvakuum
WAL	Schwache Antilokalisierung (Weak Antilocalization)

WEL	Schwache Lokalisierung (Weak Electron Localization)
XMCD	Magnetischer Röntgenzirkulardichroismus (X-ray magnetic circular dichroism)
XPEEM	PEEM mit Anregung durch Synchrotronstrahlung
ZnSe	Zinkselenid

Anmerkung

In der vorliegenden Arbeit wird der Dezimalpunkt als Dezimaltrennzeichen verwendet.

1 Einleitung

Mit der Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandes (GMR) im Jahre 1988 durch P. Grünberg und A. Fert [1] startete die Entwicklung eines neuen Forschungsfeldes: die sogenannte Spintronik. Dieses Gebiet beschäftigt sich mit elektronischen Bauelementen, die neben der Ladung des Elektrons, die in der konventionellen Elektronik ausgenutzt wird, auch den Spin des Elektrons benutzen. Es wird hier sowohl Grundlagenforschung als auch industrielle Forschung betrieben. In Festplatten werden bereits seit einigen Jahren Leseköpfe eingesetzt, die auf dem GMR oder Tunnelmagnetowiderstandseffekt (TMR) beruhen [2]. Weiterhin wird intensiv an der Entwicklung nichtflüchtiger Speicherelemente gearbeitet (MRAM) [3]. Durch die theoretische Vorhersage des strominduzierten Schaltens durch Berger und Slonczewsky ist zudem die Möglichkeit aufgezeigt worden, magnetische Strukturen ohne Verwendung eines externen Magnetfeldes nur durch einen Stromfluss zu schalten [4, 5]. Hierfür ist allerdings eine kritische Stromdichte zu überwinden [6]. Nachdem diese strominduzierten Schaltprozesse sowohl für lateral strukturierte Systeme [7] als auch für säulenartige Strukturen [8] nachgewiesen werden konnten, ist mittlerweile eine industrielle Nutzung in Form des sogenannten Race-Track Speichers geplant [9].

Der Race-Track Speicher benutzt eine magnetische Leiterbahn, in der aufgrund von in der Leiterbahn vorhandenen Domänenwänden Informationen gespeichert werden können. Für das hauptsächlich untersuchte Material Permalloy liegt die kritische Stromdichte im Bereich von $10^8 \frac{A}{cm^2}$. Für eine industrielle Nutzung ist es wesentlich, die kritische Stromdichte durch Verwendung anderer Materialien zu reduzieren. Zusätzlich ist eine genaue Kontrolle der Erzeugung und Positionierung sowie der Bewegung der Domänenwände notwendig. Für die genaue Kontrolle der Position der Domänenwände ist die Kenntnis der Geschwindigkeit der Domänenwände von essentieller Bedeutung. Experimentell werden jedoch Domänenwandgeschwindigkeiten gemessen, die von etwa $1 \frac{m}{s}$ [10] bis zu mehr als $100 \frac{m}{s}$ [11] reichen. Das Vorhandensein der Domänenwände kann hierbei über Widerstandsänderungen detektiert werden. Diese entstehen sowohl durch den Anisotropen Magnetowiderstand (AMR) [12], der auf der Spin-Bahn Streuung beruht, sowie durch den Domänenwandwiderstand, der in einem auf dem GMR basierenden Modell durch Spin-Mixing erklärt werden kann [13]. Theoretisch wurde weiterhin ein Zusammenhang zwischen dem Domänenwandwiderstand und der kritischen Stromdichte der Domänenwandbewegung vorhergesagt [6].

Der zusätzliche Widerstand, den eine Domänenwand verursacht, ist für verschiedene Probensysteme untersucht und kontrovers diskutiert worden [14, 15]. Es gibt hierbei neben den Experimenten, die positive Widerstandsbeiträge aufgrund einer Domänenwand finden [16] auch Befunde eines negativen Domänenwandwiderstandes [17]. Für in der Schichtebene magnetisierte Proben besteht hierbei die Schwierigkeit, durch den AMR-Effekt entstehende Widerstandsbeiträge von denen des intrinsischen Domänenwandwiderstandes zu trennen. Negative Domänenwandwiderstände werden aufgrund des Einflusses der Domänenwand auf die Phasenkohärenz der Elektronenwellen auch in einem theoretischen Modell vorhergesagt, da durch die Verringerung der Phasenkohärenz der positive Widerstandsbeitrag von schwacher Lokalisierung unterdrückt wird. [18]. Der zusätzliche Widerstandsbeitrag aufgrund der schwachen Lokalisierung ist auf konstruktive Interferenz der Elektronenwellen zurückzuführen und für metallische, nichtmagnetische Systeme gut verstanden [19]. Da diese Interferenz in Magnetfeldern unterdrückt wird [20], ist die Frage von Interesse, ob die internen Magnetfelder eines Ferromagneten das Auftreten von schwacher Lokalisierung verhindern [21]. Obwohl theoretische Arbeiten Modellsysteme vorhersagen, in denen schwache Lokalisierung zu beobachten sein sollte [22], wurden in konventionellen Ferromagneten bisher keine Anzeichen davon gefunden [23]. Dies konnte in einem theoretischen Modell auf magnetische Inhomogenitäten aufgrund polykristalliner Probenstruktur zurückgeführt werden [24].

Die Ziele dieser Arbeit sind die Untersuchung der schwachen Lokalisierung in epitaktisch gewachsenen Fe-Leiterbahnen, die keine magnetischen Inhomogenitäten aufweisen. Zusätzlich soll an diesen epitaktischen Fe-Leiterbahnen der Domänenwandwiderstand für unterschiedliche Domänenwandkonfigurationen bestimmt werden, was erst durch die Verwendung epitaktischer Proben möglich ist. Zusätzlich wird die strominduzierte Domänenwandbewegung erstmals für epitaktische Fe-Leiterbahnen untersucht. Für diese Messungen werden zusätzlich senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Multilagen-Systeme verwendet.

Um die geforderte epitaktische Qualität der Fe-Leiterbahnen zu erreichen, müssen epitaktische Filme in einer Ultrahochvakuum-Anlage hergestellt werden. Um diese Filme in Leiterbahnen der gewünschten Geometrie zu strukturieren, wird die Elektronenstrahlolithografie (EBL) genutzt. Auf diese Art können epitaktische Leiterbahnen mit Breiten bis herab zu 100 nm hergestellt werden. Zur elektrischen Messung dieser Leiterbahnen werden diese in einem zweiten EBL Schritt mit nichtmagnetischen Kontakten versehen, die die Magnetisierung nicht beeinflussen.

Die magnetischen Eigenschaften der Proben werden mit verschiedenen Methoden untersucht. Für die magnetische Charakterisierung der Schichten wird die Ferromagnetische Resonanz (FMR) eingesetzt, die es erlaubt, die Anisotropiekonstanten der Filme zu bestimmen [25]. Die magnetischen Eigenschaften einzelner Leiterbahnen wer-

den mit Hilfe von Magnetkraftmikroskopie (MFM) sowie Magnetowiderstandsmessungen für verschiedene Temperaturen und Magnetfelder untersucht. Anhand von Magnetowiderstandsmessungen ist es möglich, das Ummagnetisierungsverhalten einzelner Leiterbahnen im Detail zu untersuchen [26, 27]. Hochauflösende magnetische Abbildungen werden mit Hilfe der Kerr-Mikroskopie [28] sowie eines Photoemissions-Elektronenmikroskops mit Synchrotron-Strahlung (XPEEM) [29] erzielt. Die erhaltenen Ergebnisse der Messungen werden mit mikromagnetischen Simulationen verglichen [30].

Nach der strukturellen und magnetischen Charakterisierung der Filme werden die Untersuchungen der Leiterbahnen in vier Teilen präsentiert: (i) Zunächst wird das Ummagnetisierungsverhalten einzelner epitaktischer Fe-Leiterbahnen für verschiedene Orientierungen und Leiterbahnbreiten untersucht. Die erhaltenen Ergebnisse werden mit theoretischen Berechnungen verglichen. (ii) Anschließend werden diese epitaktischen Fe-Leiterbahnen für die Untersuchung von Quantentransportphänomenen eingesetzt. Hierzu werden Magnetowiderstandsmessungen bei Temperaturen bis zu 20 mK durchgeführt. (iii) Im anschließenden Teil geschieht die Bestimmung des Domänenwandwiderstandes für verschiedene Domänenwandgeometrien. Hierbei wird der Beitrag einer einzelnen Domänenwand quantitativ bestimmt. (iv) Abschließend wird die strominduzierte Domänenwandbewegung in verschiedenen Probensystemen untersucht. Der Einfluss des Oersted-Feldes wird hierbei anhand analytischer Berechnungen berücksichtigt.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen des elektronischen Transportes erläutert. Hierbei wird ein Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit näher untersuchten Effekte gegeben. In Kapitel 3 werden die zur Herstellung und Charakterisierung der Proben benötigten Techniken erläutert. Kapitel 4 beinhaltet die experimentellen Ergebnisse sowie die Diskussion der Ergebnisse. Dies beinhaltet neben der strukturellen und magnetischen Charakterisierung auch die Ergebnisse zum Ummagnetisierungsverhalten, zum Quantentransport, zum Domänenwandwiderstand sowie zur strominduzierten Domänenwandbewegung.

2 Grundlagen

Im Rahmen dieser Dissertation wird der elektronische Transport in epitaktisch gewachsenen Fe-Leiterbahnen untersucht. Daher werden in diesem Kapitel die wesentlichen Grundlagen zum Verständnis des magnetfeldabhängigen elektrischen Widerstandes erläutert. Insbesondere werden hier Einflüsse von Domänenwänden sowie von Quantentransportphänomenen auf den elektrischen Widerstand berücksichtigt. Um zu verstehen, warum es zu der Bildung von Domänen in Ferromagneten kommt, werden die grundlegenden Energien in ferromagnetischen Materialien erläutert. Abschließend werden Grundlagen der strominduzierten Domänenwandbewegung diskutiert.

2.1 Klassischer Elektronentransport

Klassischer Elektronentransport in Festkörpern kann im einfachsten Fall durch das Modell freier Elektronen erklärt werden [31]. Die Wellenfunktion des Elektrons kann aufgrund der Periodizität des Kristallgitters durch eine unendlich ausgedehnte Blochwelle beschrieben werden. Bei einem idealen Kristallgitter kann die Blochwelle ungestört durch den Kristall propagieren. Abweichungen von der idealen Kristallstruktur durch statische oder dynamische Defekte verursachen eine endliche Leitfähigkeit. Aufgrund des Pauliprinzipes können nur Elektronen nahe der Fermikante zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen. Nach der Boltzmann'schen Transporttheorie kann die Leitfähigkeit σ oder der spezifische Widerstand ρ wie folgt berechnet werden:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{ne^2\tau}{m^*} = \frac{ne^2}{m^*} \frac{l}{v_F} \quad (2.1)$$

Hierbei ist n die Ladungsträgerdichte, e die Elementarladung, τ die mittlere Streuzeit, m^* die effektive Elektronenmasse, die für s-Elektronen gleich der Masse freier Elektronen ist, l die mittlere freie Weglänge und v_F die Fermigeschwindigkeit.

Bei tiefen Temperaturen bezeichnet τ die mittlere elastische Streuzeit zwischen zwei Stößen an statischen Defekten des Gitters. Bei höheren Temperaturen werden zusätzlich dynamische Gitterstörungen in Form von Phononen angeregt. Die resultierende

Streuzeit ergibt sich bei voneinander unabhängigen Streuzeiten nach der Matthiessen'schen Regel als Kehrwert der Summe der reziproken Einzelstreuzeiten [32]. Demnach kann der Gesamtwiderstand als Summe der Einzelwiderstände beschrieben werden und es gilt für Metalle [19]:

$$\rho(T) = \rho_0 + AT^p \quad (2.2)$$

Hierbei ist ρ_0 der temperaturunabhängige Anteil, A eine Konstante und p hängt von der jeweiligen Streuung ab. So ist $p = 2$ für Elektron-Elektron Streuung [33], $p = 5$ für Elektron-Phonon Streuung bei tiefen Temperaturen und bei hohen Temperaturen $p = 1$ [34].

Das Verhältnis der spezifischen Widerstände bei Zimmertemperatur und bei tiefen Temperaturen wird als Restwiderstandsverhältnis Γ bezeichnet:

$$\Gamma = \frac{R(300K)}{R(4.2K)} = \frac{\rho(300K)}{\rho(4.2K)} \quad (2.3)$$

Das Restwiderstandsverhältnis ist ein Maß für die Unordnung des Systems, wobei das Restwiderstandsverhältnis mit zunehmender Ordnung zunimmt [35]. Für typische polykristalline Materialien liegt das Restwiderstandsverhältnis im Bereich von etwa 1.5 [21].

Für dünne Schichten ist zusätzlich zu berücksichtigen, dass Grenzflächenstreuung einen wesentlichen Beitrag zum Gesamtwiderstand liefern kann. Dies erhöht den Widerstand dünner Schichten gemäß der Theorie von Fuchs und Sontheimer abhängig davon, wie hoch der Anteil diffusiver und spiegelnder Reflexion an der Grenzfläche ist [36].

2.1.1 Lorentz-Magnetowiderstand

Bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes wird experimentell ein Widerstandsanstieg gefunden. Dieser lässt sich klassisch verstehen, da auf die bewegten Ladungsträger in einem Magnetfeld die Lorentzkraft $\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ wirkt. Diese zwingt die Elektronen auf eine Kreisbahn mit dem Radius r und erhöht damit die effektiv zurückgelegte Strecke. Dies führt zu einer Widerstandserhöhung, die in einem einfachen Modell vom Verhältnis der mittleren freien Weglänge l zum Kreisradius r abhängt. Damit ergibt sich

$$\frac{l}{r} = \frac{\frac{mv}{ne^2\rho}}{\frac{mv}{eB}} = \frac{B}{\rho} \frac{1}{ne} \quad (2.4)$$

Eine genaue Rechnung von Kohler ergibt ein ähnliches Resultat, jedoch mit einem komplexeren Zusammenhang [37].

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = f\left(\frac{B}{\rho}\right) \quad (2.5)$$

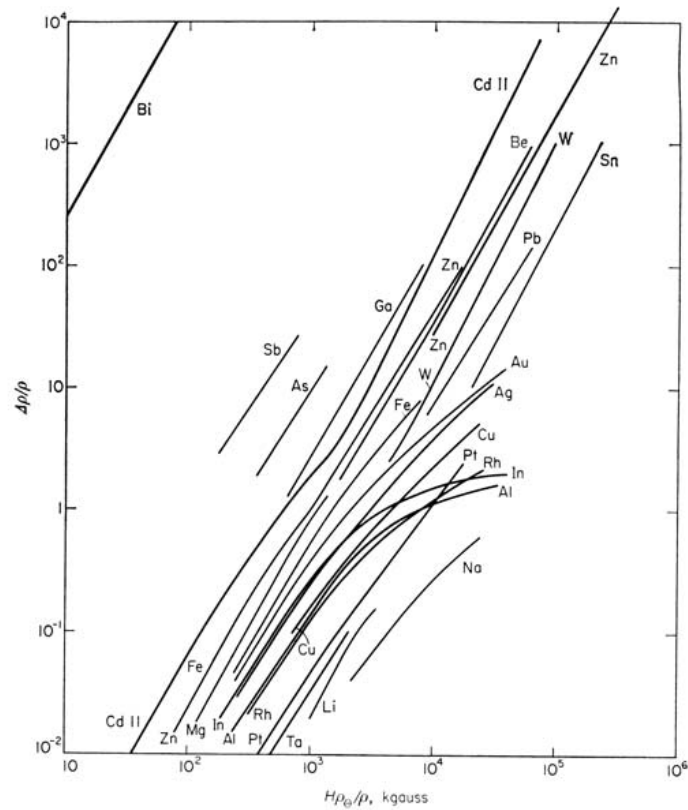


Abbildung 2.1: Kohler-Diagramm des spezifischen Widerstandes für verschiedene Materialien. Für viele Materialien wird über weite Bereiche eine B^2 -Proportionalität gefunden [38].

In einem sogenannten Kohler-Plot kann dies veranschaulicht werden. Abbildung 2.1 zeigt in einem doppeltlogarithmischen Diagramm die relative Widerstandsänderung verschiedener Materialien in externen Magnetfeldern. Für viele Materialien wird eine einfache Proportionalität zu B^2 gefunden, jedoch gibt es auch Materialien, die Abweichungen von diesem Verhalten zeigen. Eine Sättigung des Widerstandes bei hohen Magnetfeldern, die z. B. für Indium beobachtet wird, kann im Rahmen eines Zwei-Band-Modells erklärt werden [38]. Eine exakte Rechnung muss zusätzlich noch die Anisotropie der Relaxationszeit sowie die Form der Fermi-Fläche berücksichtigen.

2.1.2 Anisotroper Magnetowiderstand

Bei ferromagnetischen Proben wird experimentell eine Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der relativen Orientierung der Magnetisierung zur Stromrichtung beobachtet. Dieser Effekt wird Anisotroper Magnetowiderstand (AMR) genannt und ist bereits seit 1857 bekannt [39]. Der AMR ist hierbei nicht abhängig vom äußeren Magnetfeld, sondern von der Magnetisierungsrichtung der Probe. Das externe Magnetfeld beeinflusst den AMR nur indirekt über eine mögliche Reorientierung der Magnetisierung.

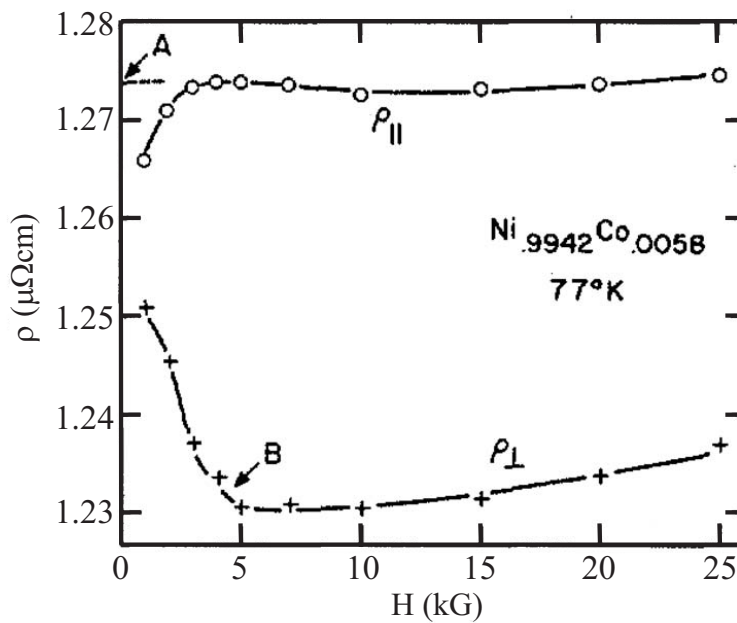


Abbildung 2.2: Widerstand als Funktion des externen Magnetfeldes für den Fall, dass Magnetfeld und Strom parallel (ρ_{\parallel}) oder senkrecht (ρ_{\perp}) ausgerichtet sind [12].

Abbildung 2.2 zeigt eine Messung von McGuire et al. an einer $\text{Ni}_{0.9942}\text{Co}_{0.0058}$ -Legierung für zwei verschiedene Magnetfeldorientierungen [12]. Bei der mit ρ_{\parallel} bezeichneten Messung sind Strom und Magnetfeld parallel, bei der mit ρ_{\perp} bezeichneten Messung senkrecht zueinander orientiert. Deutlich zu erkennen ist eine Abhängigkeit des Widerstandes von der Magnetfeldorientierung. Der Widerstand ist maximal für die parallele Orientierung von Magnetisierung und Strom und minimal für die senkrechte Orientierung. Wie in Abbildung 2.2 ebenfalls zu erkennen ist, beträgt die Größen-

ordnung des AMR-Effektes maximal wenige Prozent. Die Größe des AMR-Effektes ist jedoch auch abhängig von dem verwendeten Material. Es besteht allerdings kein Zusammenhang zwischen der Größe der Magnetisierung und der Größe des AMR-Effektes. Für reines Eisen wird eine Größe des AMR-Effektes von 0.2% gefunden, während für Nickel ein Wert von etwa 2% gemessen wird [12].

Eine genaue Untersuchung der Winkelabhängigkeit des AMR ergibt folgende Relation [40]:

$$\rho(\alpha) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \alpha \quad (2.6)$$

Hierbei ist α der Winkel zwischen Strom und Magnetisierung, ρ_{\perp} der spezifische Widerstand für die senkrechte Orientierung und $\Delta\rho$ die Differenz der spezifischen Widerstände zwischen der parallelen und senkrechten Orientierung.

Der Effekt des Anisotropen Magnetowiderstandes lässt sich unter Zuhilfenahme des Zwei-Band-Modells von Mott erklären [41]. Der Strom wird hierbei von den s-Elektronen getragen. Die d-Elektronen hingegen tragen nicht zum elektronischen Transport bei, da ihre Mobilität aufgrund ihrer hohen effektiven Masse sehr gering ist. Da jedoch die Zustandsdichte der d-Elektronen an der Fermikante sehr hoch ist, ist die Streuung der s-Elektronen in das d-Band, die sogenannte sd-Streuung, in Übergangsmetallen der Hauptgrund für elektrischen Widerstand. In Ferromagneten wird bei Unterschreiten der Curietemperatur T_C ein Absinken des Widerstandes beobachtet, welches sich durch das Absinken eines Subbandes unter die Fermikante erklären lässt, da in diesem Fall die sd-Streuung stark reduziert wird [38]. Eine weitere Voraussetzung für die Anwendung des Zwei-Band-Modells ist, dass der Spin bei Streuereignissen erhalten bleibt. Dies ist eine plausible Näherung für den Fall, dass die Temperatur deutlich unterhalb der Curietemperatur ist und somit wenig Magnonen angeregt sind.

Die Anisotropie der sd-Streuung entsteht durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung, die folgende Form hat:

$$H_{LS} = K(\vec{L} \vec{S}) = K(L_z S_z + \frac{1}{2}(L^+ S^- + L^- S^+)) \quad (2.7)$$

K ist der Spin-Bahn-Wechselwirkungskoeffizient. L^{\pm} und S^{\pm} sind hierbei Auf- und Absteigeoperatoren für das Bahn- bzw. Spinmoment. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung verändert demnach die Wellenfunktionen derart, dass die verschiedenen Spinkanäle gemischt werden [42]. Bei einem Ferromagneten, bei dem ein Subband vollständig unterhalb der Fermikante liegt, ist die sd-Streuung in diesem Spin-Kanal bei *nicht* vorhandener Spin-Bahn Wechselwirkung nicht möglich. Erst die Spin-Bahn-Wechselwirkung ermöglicht dann z.B. die Streuung von s^{\downarrow} -Elektronen in d^{\uparrow} -Zustände. Dies gilt allerdings nur dann, wenn der Impuls \vec{k} dieser s-Elektronen in der Ebene der freien d-Zustände liegt. Da die Orientierung der Orbitale durch eine Drehung der Magnetisierung ebenfalls gedreht wird, führt dies automatisch zu einer Abhängigkeit der

sd-Streuung von der Einfallrichtung der Elektronen relativ zur Magnetisierung und somit zum Anisotropen Magnetowiderstand.

2.2 Energiebeiträge in Ferromagneten

In Ferromagneten ist häufig eine Domänenbildung zu finden, die aufgrund der Minimierung der Gesamtenergie, die aus verschiedenen Energiebeiträgen zusammengesetzt ist, entsteht. Diese Energiebeiträge sind die Austauschenergie, Anisotropieenergie und die Streufeldenergie. Die Anisotropieenergie eines Ferromagneten ist weiterhin wichtig für die Analyse der Ergebnisse der Ferromagnetischen Resonanz, die in Abschnitt 2.2.3 erläutert wird.

2.2.1 Austauschenergie

Die Austauschwechselwirkung ist sehr kurzreichweitig und für benachbarte Spins \vec{S}_1 und \vec{S}_2 ist die Energie im Heisenberg-Modell:

$$E_{Austausch} = -2J \vec{S}_1 \vec{S}_2 \quad (2.8)$$

Für Ferromagneten ist das Austauschintegral J , welches quantenmechanisch den Überlapp der Wellenfunktionen benachbarter Atome beschreibt, positiv und somit wird die Parallelstellung zweier Spins energetisch bevorzugt. Ein negatives J führt zu antiferromagnetischer Kopplung. Die Austauschwechselwirkung ist nur abhängig von der relativen Orientierung benachbarter magnetischer Momente. Sie ist also im Ortsraum isotrop, d.h. eine Parallelstellung aller Spins ist in jeder Raumrichtung in Bezug auf die Austauschwechselwirkung äquivalent. Somit kann sie nicht Ursache für Anisotropie sein. Die Austauschenergie ist allerdings, da sie die Parallelstellung sämtlicher Spins bevorzugt, eine fundamentale Eigenschaft eines Ferromagneten.

2.2.2 Anisotropieenergie

Phänomenologisch beschreibt die magnetische Anisotropie den Umstand, dass die Energie eines Ferromagneten abhängig ist von der Orientierung der Magnetisierung bezüglich kristallographischer Achsen (magnetokristalline Anisotropie) und der Form der Probe (Formanisotropie). Die Richtung, bezüglich der die Energie des Ferromagneten minimal ist, wird als leichte Richtung bezeichnet, die Richtung maximaler Energie als schwere Richtung. Im Folgenden werden die Ursachen der verschiedenen Anisotropiebeiträge erläutert.

2.2.2.1 Magnetokristalline Anisotropie

Ursache für die magnetokristalline Anisotropie ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Grundsätzlich gilt für die Anisotropieenergiedichte eines kubischen Kristalls [28]:

$$F_{kub} = k_4 \cdot (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2) + k_6 \alpha_x^2 \alpha_y^2 \alpha_z^2 \quad (2.9)$$

Hierbei beschreiben die α_i die Richtungskosinus der Magnetisierung. Der zweite Term sowie weitere Terme höherer Ordnung können in der Regel vernachlässigt werden. Je nach Vorzeichen von k_4 ist festgelegt, welche Richtungen des kubischen Kristalls die leichten Richtungen sind. Für $k_4 < 0$ sind die $\langle 111 \rangle$ -Richtungen die leichten Richtungen, für $k_4 > 0$ sind die $\langle 100 \rangle$ -Richtungen die leichten Richtungen.

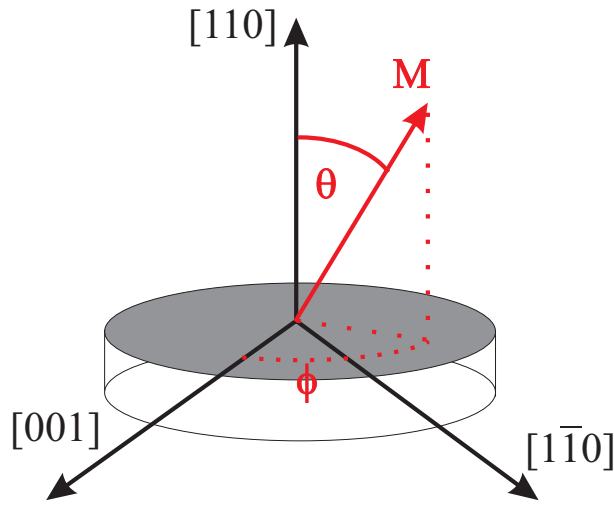


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Winkel, die für die Berechnung der Anisotropieenergiedichte verwendet werden.

Wird diese Energielandschaft für verschiedene Oberflächen berechnet, so ergeben sich folgende Formeln für die freien Energien für die (001)- bzw. die (110)-Oberfläche nach entsprechenden Koordinatentransformationen [25]:

$$F_{001} = k_4 (\sin^2 \theta \cos^2 \theta + \sin^4 \theta \cos^2 \phi \sin^2 \phi) \quad (2.10)$$

$$F_{110} = \frac{k_4}{4} (\cos^4 \theta + \sin^4 \theta (\sin^4 \phi + \sin^2(2\phi)) + \sin^2(2\theta) (\cos^2 \phi - \frac{1}{2} \sin^2 \phi)) \quad (2.11)$$

Hierbei gibt ϕ jeweils den Winkel der Magnetisierung innerhalb der Schichtebene zu einer $\langle 100 \rangle$ -Richtung an und θ den Winkel senkrecht zur Schichtebene, wobei für

$\theta = 0$ die Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene zeigt. Dies ist schematisch in Abbildung 2.3 dargestellt.

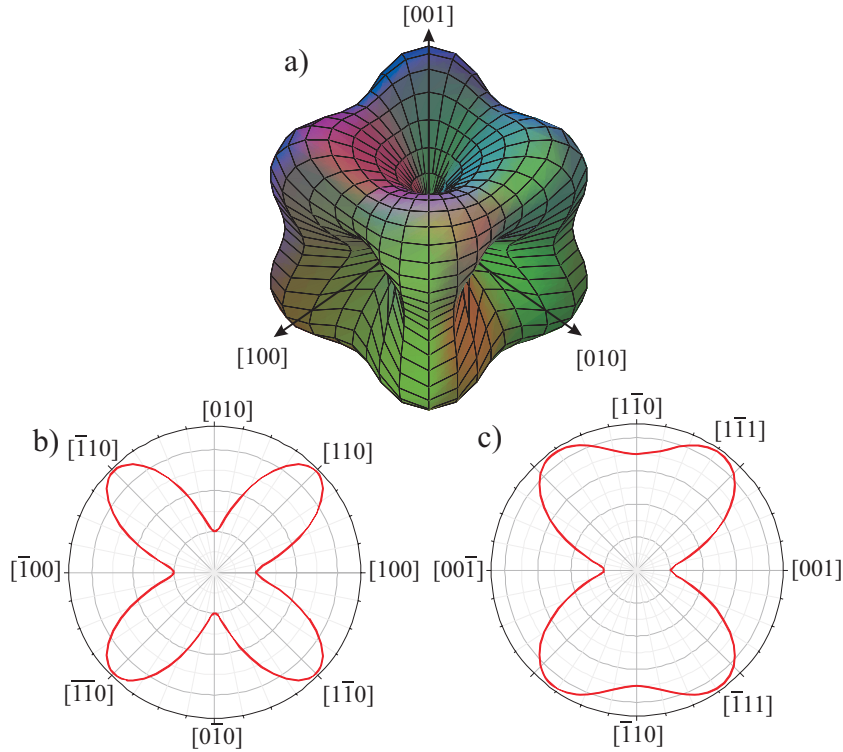


Abbildung 2.4: a) Dreidimensionale Darstellung der Anisotropieenergiedichte für den Fall $k_4 > 0$. Die Minima sind jeweils $\langle 100 \rangle$ -Richtungen. b) Polarplot der Anisotropieenergiedichte innerhalb einer (001) -Oberfläche. c) Polarplot der Anisotropieenergiedichte innerhalb einer (110) -Oberfläche.

Zur Veranschaulichung ist die Energiedichte in Abbildung 2.4 graphisch dargestellt. Abbildung 2.4a) zeigt hierbei eine dreidimensionale Darstellung der Anisotropieenergiedichte. Für die Berechnung wurde ein k_4 größer als Null verwendet. Demnach sind die Minima der Energieoberfläche die $\langle 100 \rangle$ -Richtungen, während die $\langle 111 \rangle$ -Richtungen die Maxima sind. Im Rahmen dieser Arbeit werden sowohl Proben mit einer (001) -Oberfläche als auch mit einer (110) -Oberfläche untersucht. Zur besseren Darstellung der Energielandschaft innerhalb dieser Schichtebenen sind in Abbildung 2.4b) und 2.4c) Polarplots der (001) - bzw. (110) -Oberfläche dargestellt. Für die Berechnung wurden die Gleichungen 2.10 und 2.11 mit positivem k_4 sowie $\theta = 90^\circ$ verwendet. Innerhalb der (001) -Ebene ist deutlich eine Vierzähligkeit der Anisotropie (s. Abbildung 2.4b) vorhanden. Zwischen den leichten $\langle 100 \rangle$ -Richtungen ist stets eine $\langle 111 \rangle$ -

Richtung vorhanden, die energetisch ungünstiger ist. Innerhalb der Schichtebene sind allerdings keine $\langle 111 \rangle$ -Richtungen vorhanden.

Für die (110)-Oberfläche verändert sich die Symmetrie der Energielandschaft (s. Abbildung 2.4c). Um 90° verdreht befinden sich hier immer eine $\langle 100 \rangle$ -Richtung und eine $\langle 110 \rangle$ -Richtung, so dass ein uniaxialer Charakter entsteht. Dies ist jedoch keine streng uniaxiale Symmetrie, da die $\langle 100 \rangle$ - und $\langle 110 \rangle$ -Richtungen jeweils von einer $\langle 111 \rangle$ -Richtung getrennt sind. Die $\langle 111 \rangle$ -Richtungen sind hierbei die schwersten Richtungen, so dass zwischen den leichten $\langle 100 \rangle$ - und den mittelschweren $\langle 110 \rangle$ -Richtungen innerhalb der Schichtebene stets eine Energiebarriere vorhanden ist.

2.2.2.2 Formanisotropie

Eine weitere Anisotropie in Ferromagneten entsteht durch die langreichweitige Dipol-Dipol Wechselwirkung. Da diese Anisotropie in Größe und Richtung durch die Form der Probe gegeben ist, wird sie Formanisotropie genannt. Die Dipol-Dipol Wechselwirkung resultiert aus der Tatsache, dass ein magnetischer Dipol ein magnetisches Feld am Ort des anderen Dipols erzeugt, wodurch die beiden in Wechselwirkung treten. Dieser Einfluss kann in einer Kontinuumsnäherung durch das Entmagnetisierungsfeld beschrieben werden, welches von den Dipolen an den Probenenden erzeugt wird. Ausgehend von der Maxwell-Gleichung $\text{div} \vec{B} = \text{div}(\mu_0(\vec{H} + \vec{M})) = 0$ kann das Streufeld \vec{H}_d als ausgehend von der Divergenz der Magnetisierung definiert werden:

$$\text{div} \vec{H}_d = -\text{div} \vec{M} \quad (2.12)$$

Quellen und Senken der Magnetisierung verhalten sich wie positive und negative magnetische Ladungen für das Streufeld. Im Gegensatz zu elektrischen Ladungen können diese jedoch nicht isoliert auftreten. Die Gesamtenergie aufgrund des Streufeldes kann durch Integration über den gesamten Raum berechnet werden. Dieses Integral ist allgemein schwierig zu lösen. Für den einfachen Fall eines Rotationsellipsoids kann das Streufeld mit Hilfe des symmetrischen Entmagnetisierungstensors N geschrieben werden als

$$\vec{B} = N \mu_0 \vec{M} \quad (2.13)$$

Für die Spur des Entmagnetisierungstensors gilt dabei

$$\text{Sp}(N) = N_x + N_y + N_z = 1 \quad (2.14)$$

Hierbei gilt für die Komponenten des Entmagnetisierungstensors [28]:

$$N_z = \frac{1}{2}xyz \int_0^\infty \frac{1}{(z^2 + \eta) \cdot \sqrt{(x^2 + \eta) \cdot (y^2 + \eta) \cdot (z^2 + \eta)}} d\eta \quad (2.15)$$

Für N_x und N_y gelten analoge Ausdrücke. Die Berechnung der Komponenten des Entmagnetisierungstensors ist für alle Fälle außer dem Rotationsellipsoiden sehr komplex [43]. Für quaderförmige Proben sind verschiedene Näherungsrechnungen durchgeführt worden [44, 45, 46]. Diese zeigen, dass in guter Näherung die Entmagnetisierungsfaktoren eines Rotationsellipsoiden auch für quaderförmige Proben benutzt werden können. Mit diesen Entmagnetisierungsfaktoren gilt für die Differenz der freien Energie zwischen zwei Richtungen aufgrund des Streufeldes die Formanisotropieenergie

$$F_{Form} = \frac{\mu_0}{2}(N_1 - N_2)M^2 \cos^2 \theta \quad (2.16)$$

wobei N_1 und N_2 die Entmagnetisierungsfaktoren der beiden Richtungen sind.

2.2.2.3 Domänenbildung in Ferromagneten

Die Parallelstellung aller magnetischen Momente, die durch eine Energieminimierung bezüglich der Austauschenergie bevorzugt werden würde, ist energetisch sehr ungünstig, was die Streufeldenergie betrifft. Diese kann durch Domänenbildung verringert werden. Die Rotation der Magnetisierung von einer Domäne zur nächsten geschieht innerhalb der sogenannten Domänenwand. Die Größe dieser Domänenwand wird durch die konkurrierenden Beiträge der Austauschwechselwirkung und der Anisotropie festgelegt. Die Austauschwechselwirkung bevorzugt sehr große Domänenwände, da in diesem Fall benachbarte Spins nahezu parallel sind. Ist in dem System jedoch eine leichte Achse der Magnetisierung vorhanden, so sorgt diese Anisotropie dafür, dass die Domänenwand sehr klein ist, da in einer breiteren Domänenwand viele Spins nicht parallel zur leichten Richtung orientiert sind. Eine genauere Rechnung ergibt für die Breite einer Domänenwand in einem Material mit Austauschkonstante A und Anisotropieenergie k eine Breite der Domänenwand von [28]:

$$l_{DW} = \pi \sqrt{\frac{A}{k}} \quad (2.17)$$

Hierbei bezeichnet k die für die leichte Richtung der Magnetisierung wesentliche Anisotropieenergie [47].

Aufgrund der Art und Weise, wie die Magnetisierung sich innerhalb der Domänenwand verändert, wird zwischen verschiedenen Arten von Domänenwänden unterschieden. Diese sind schematisch in Abbildung 2.5 gezeigt. Bei der in Abbildung 2.5a) schematisch gezeigten Blochwand rotiert die Magnetisierung in der Ebene der Domänenwand. Dies ist bei dünnen, in der Schichtebene magnetisierten Proben jedoch aufgrund der aus der Schichtebene herauszeigenden Magnetisierung energetisch sehr

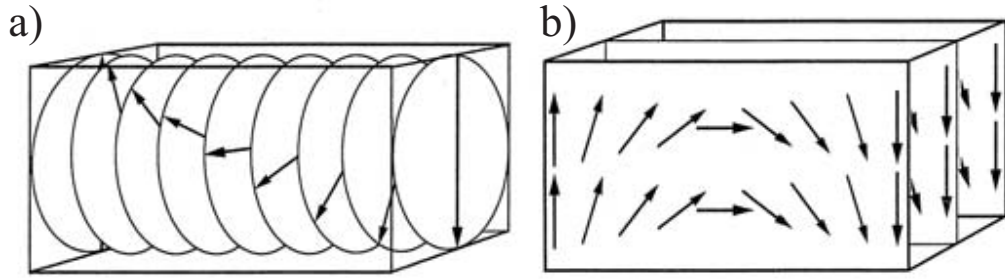


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung einer a) Blochwand und einer b) Néelwand. Aus [28].

ungünstig. Blochwände werden hauptsächlich bei senkrecht zur Schichtebene magnetisierten Proben und Proben mit großer Schichtdicke gefunden. Eine einfache Abschätzung, ab welcher Schichtdicke Blochwände zu finden sind, ist in [48] gegeben. Hier wird die Blochwand als uniform magnetisierter elliptischer Zylinder beschrieben. Eine Hauptachse der elliptischen Grundfläche dieses Zylinders ist durch die Domänenwandbreite gegeben, die andere durch die Schichtdicke. Dieses einfache Modell zeigt, dass Blochwände in Materialien mit einer Schichtdicke kleiner als der Domänenwandbreite energetisch ungünstiger sind. Eine genauere Rechnung zeigt, dass Blochwände sogar bei größeren Schichtdicken energetisch ungünstiger sind [49]. Dementsprechend bilden sich bei Proben, deren Schichtdicke geringer ist als die Domänenwandbreite, Néelwände (s. Abbildung 2.5b) aus. Hier rotiert die Magnetisierung senkrecht zur Ebene der Domänenwand, wodurch die Magnetisierung keine Komponente hat, die senkrecht zur Schichtebene zeigt. Im Übergangsbereich zwischen den beiden Domänenwandtypen werden häufig zusätzliche Abschlussdomänen beobachtet. Hierbei wird im Inneren der Probe eine Blochwand gefunden, die an der Oberfläche der Probe von einer Abschlussdomäne in Form einer Néelwand beendet wird.

Für in der Schichtebene magnetisierte Leiterbahnen hängt die Struktur der Domänenwand zusätzlich von der Leiterbahnbreite ab. Es werden hier für schmale Leiterbahnen sogenannte transversale Domänenwände gefunden, während in breiten Leiterbahnen Vortex-Domänenwände auftreten [10]. Diese beiden Typen sind in Abbildung 2.6 anhand von mikromagnetischen Simulationen veranschaulicht. Abbildung 2.6a) zeigt die Simulation einer Domänenwand in einer 100 nm breiten Leiterbahn. Hier ist deutlich zu sehen, dass die Magnetisierung der Leiterbahn innerhalb der Domänenwand im Wesentlichen transversal zur Leiterbahn orientiert ist, weswegen diese Domänenwand auch transversale Domänenwand genannt wird. In den Bereichen außerhalb der Domänenwand ist die Magnetisierung parallel zur Leiterbahn orientiert. Die Struktur der Domänenwand, die in Abbildung 2.6b) gezeigt ist, sieht deutlich anders aus. Für

diese 2 μm breite Leiterbahn bildet sich eine Vortexdomänenwand aus. Hier rotiert die Magnetisierung um den sogenannten Vortexkern. Dies führt zu deutlich größeren Domänenwandstrukturen als für die transversalen Domänenwände.

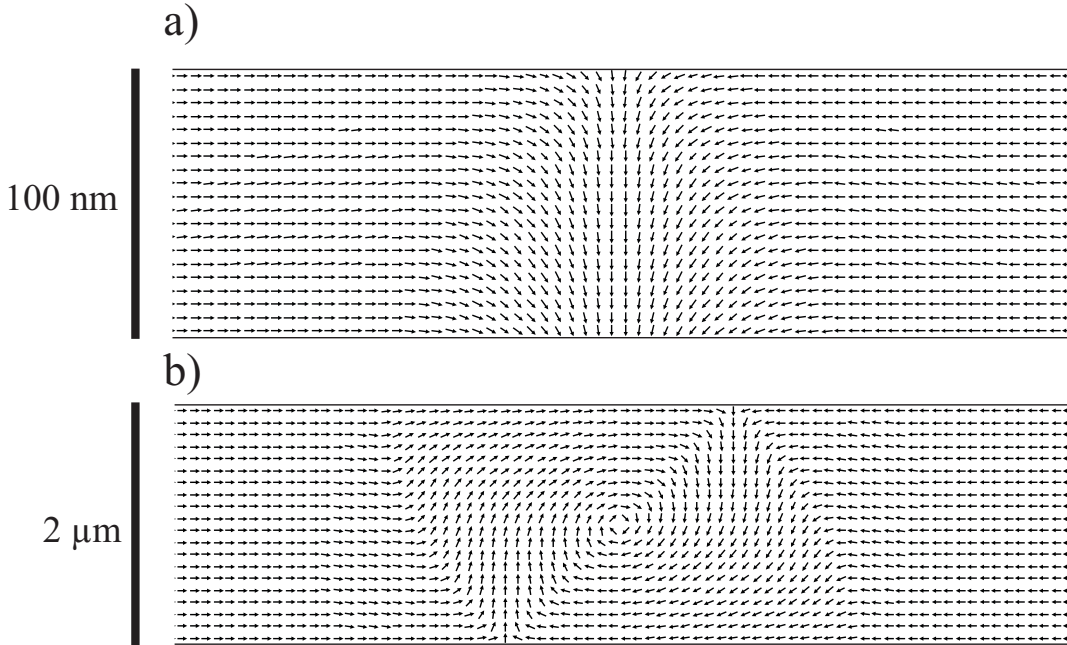


Abbildung 2.6: a) OOMMF-Simulation einer Domänenwand in einer 100 nm schmalen Leiterbahn. Hier ist deutlich eine transversale Domänenwand zu erkennen. b) OOMMF-Simulation einer Domänenwand in einer 2 μm breiten Leiterbahn. Die Domänenwand bildet hier einen deutlichen Vortex.

2.2.3 Ferromagnetische Resonanz

Zunächst werden einzelne, nicht wechselwirkende Atome mit einem Gesamtdrehimpuls \vec{J} , welcher sich aus Spin \vec{S} und Bahndrehimpuls \vec{L} zu $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ zusammensetzt, betrachtet. Dies führt zu einem magnetischen Moment $\vec{\mu} = \frac{g_J \mu_B}{\hbar} \vec{J}$. Hierbei ist μ_B das Bohrsche Magneton und g_J der Landésche g-Faktor. Dieser ist für reinen Bahnmagnetismus $g_J = 1$ und für reinen Spinmagnetismus $g_J \approx 2$. In einem externen Magnetfeld spalten die $2J + 1$ Zustände des Atoms aufgrund des Zeeman-Effektes auf. Es ergeben sich äquidistante Niveaus mit dem Abstand

$$\Delta E = g_J \mu_B B_{ext} \quad (2.18)$$

Durch ein magnetisches Wechselfeld der Frequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$, das senkrecht zum statischen Feld angelegt ist, können magnetische Dipolübergänge induziert werden, wenn die Energie $\hbar \cdot \omega = \Delta E$ ist. Damit ergibt sich die Resonanzbedingung für einen verdünnten Paramagneten

$$\omega = \gamma B_{ext} \quad (2.19)$$

Hierbei ist $\gamma = g_J \mu_B / \hbar$ das gyromagnetische Verhältnis. Die Resonanzbedingung kann entweder durch Variation der Mikrowellenfrequenz oder des externen Magnetfeldes erfüllt werden. Da bei dem hier zur Verfügung stehenden Aufbau ein Resonator mit fester Frequenz ω verwendet wird, werden im Rahmen dieser Arbeit Messungen bei konstanter Frequenz und variierendem Magnetfeld durchgeführt, um die Resonanzbedingung zu erfüllen.

Im Gegensatz zu den bisher betrachteten freien Atomen müssen in Ferromagneten noch zusätzlich die internen Magnetfelder berücksichtigt werden, d.h. anstelle von B_{ext} in Gleichung 2.19 steht dann $B_{eff} = B_{ext} + B_{int}$. Die Magnetisierung kann durch einen klassischen Vektor beschrieben werden, da sich durch die sehr große Anzahl an einzelnen Spins eine quasi beliebige Gesamtmagnetisierung realisieren lässt. Dass diese Beschreibung mit der quantenmechanischen Beschreibung der FMR übereinstimmend ist, wurde von Polder gezeigt [50].

Die Bewegung der Magnetisierung in einem effektiven Magnetfeld wurde von Landau und Lifshitz beschrieben durch

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = -(\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) \quad (2.20)$$

B_{eff} setzt sich bei der Ferromagnetischen Resonanz aus dem externen Feld, dem Mikrowellenfeld und den internen Feldern zusammen. Hierbei beschreibt die rechte Seite das auf die Magnetisierung wirkende Drehmoment. Diese Gleichung beschreibt eine ungedämpfte Bewegung der Magnetisierung, d.h. selbst bei sehr großen Feldern wäre es nicht möglich, dass die Magnetisierung vollständig in die Richtung des externen Magnetfeldes relaxiert. Daher wird zusätzlich ein Dämpfungsterm eingeführt, der der Magnetisierung diese Relaxation erlaubt. Dies führt zur Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung [51]

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = -(\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) + \frac{\alpha}{M} (\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}) \quad (2.21)$$

mit der Dämpfungskonstante α . Die Bewegung, die aus dieser Gleichung resultiert, ist schematisch in Abbildung 2.7 gezeigt. Unter der Annahme, dass die Magnetisierung

nur kleine Auslenkungen aus der Gleichgewichtslage erfährt, lässt sich eine allgemeine Resonanzgleichung herleiten [52]. Diese lautet

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1 + \alpha^2}{M^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right) \quad (2.22)$$

wobei M die Magnetisierung und F die freie Energie ist, die nach Gleichung 2.11 berechnet werden kann. Die hier auftretenden Winkel θ und ϕ stimmen mit denen in Abbildung 2.3 überein.

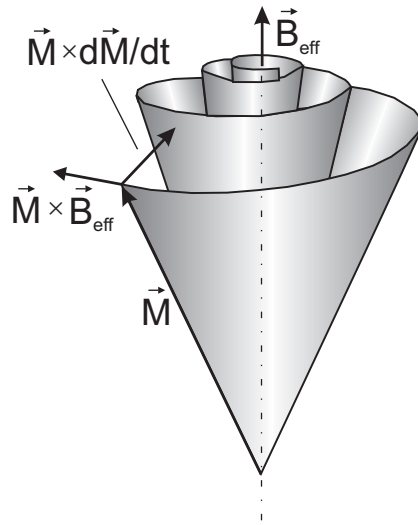


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Bewegung der Magnetisierung in einem effektiven Magnetfeld. Diese wird beschrieben durch die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung, die aus einem Präzessionsterm ($\propto \vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}}$) und einem Dämpfungsterm ($\propto \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}$) besteht. Aus [52].

2.3 Domänenwandwiderstand

Der Domänenwandwiderstand (DWR) ist sowohl von theoretischer als auch von experimenteller Seite von großem Interesse und kontrovers diskutiert worden. Ausführliche Übersichtsartikel geben hierzu einen guten Überblick [14, 15]. Hier soll kurz der aktuelle Stand der Forschung wiedergegeben werden. Erste Experimente sind zwar bereits 1968 an Fe-Whiskern durchgeführt worden [53], systematische Untersuchungen folgten

allerdings erst in den letzten Jahren, wobei sowohl positive als auch negative Effekte gefunden werden [17, 54, 55, 56, 57, 58]. Von experimenteller Seite aus ist zu berücksichtigen, dass neben dem Domänenwandwiderstand weitere Magnetowiderstandseffekte wie der Lorentz-Magnetowiderstand (LMR) sowie der Anisotrope Magnetowiderstand (AMR) auftreten können. Hierbei ist insbesondere der AMR von großer Bedeutung, da durch die Rotation der Magnetisierung innerhalb der Domänenwand AMR-Beiträge entstehen können. Abbildung 2.8a) zeigt schematisch eine senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Leiterbahn. Für senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Systeme mit großer Anisotropie treten Blochwände auf, so dass der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Stromrichtung immer der gleiche bleibt und daher kein AMR-Beitrag auftritt. Eine Verwendung eines solchen Systems ist somit der einfachste Fall zur Untersuchung des Domänenwandwiderstandes. Dies erlaubt eine direkte und einfache Bestimmung des Domänenwandwiderstandes. Hier wird meist ein positiver Beitrag von Domänenwänden zum Widerstand gefunden, wobei sowohl einzelne Domänenwände als auch eine Vielzahl von Domänenwänden gemessen wurden [54, 55, 56, 57, 58].

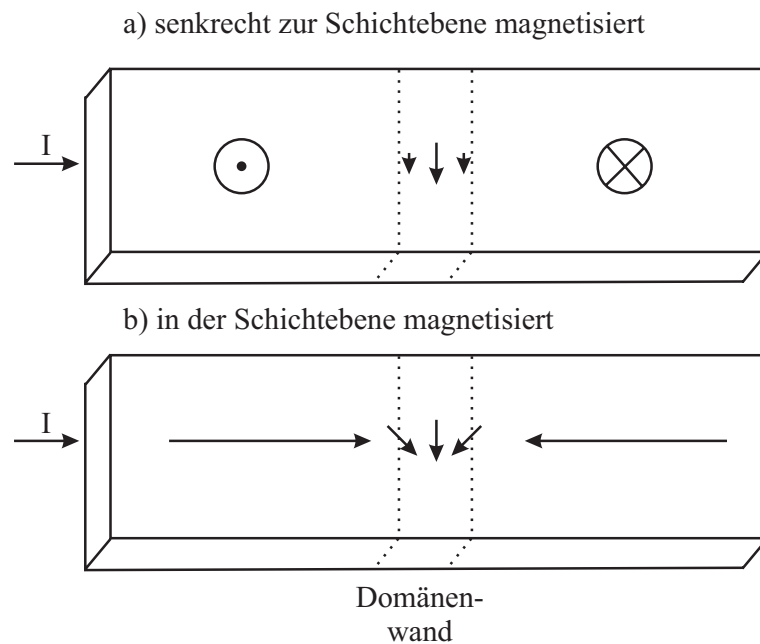


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung zweier Domänenwände zur Erklärung des Auftretens eines AMR-Effektes. Dieser tritt in senkrecht zur Schichtebene magnetisierten Systemen mit großer Anisotropie nicht auf (a), während für in der Schichtebene magnetisierte Systemen ein AMR-Beitrag auftritt (b).

Die Bestimmung des Domänenwandwiderstandes bei in der Schichtebene magnetisierten Systemen ist deutlich schwieriger durchzuführen, da hier stets zu beachten ist, dass durch die Rotation der Magnetisierung innerhalb der Domänenwand ein zusätzlicher AMR-Beitrag entsteht [59, 60], der bei longitudinal magnetisierten Leiterbahnen einen negativen Widerstandsbeitrag verursacht [61]. Dieser Fall ist in Abbildung 2.8b) gezeigt, wo zu sehen ist, dass die Magnetisierung innerhalb der Domänenwand einen anderen Winkel zur Stromrichtung aufweist als außerhalb der Domänenwand. Für Materialien mit geringer Anisotropie, z.B. Permalloy, wird der AMR-Effekt innerhalb der Domänenwand sehr groß, so dass der intrinsische Domänenwandwiderstand nicht detektierbar ist. Da die Größe des AMR-Effektes sehr stark von der genauen magnetischen Struktur der Domänenwand abhängt, ist es anhand der Widerstandsänderung aufgrund des AMR hier sogar möglich, verschiedene Domänenwandtypen zu unterscheiden [62]. Für die Bestimmung des intrinsischen Domänenwandwiderstandes ist es demnach wiederum wichtig, dass eine möglichst kleine Domänenwand vorhanden ist, was aufgrund großer Anisotropie erreicht werden kann.

In Co-Leiterbahnen wird trotz Beachtung des AMR-Effektes von verschiedenen Gruppen ein negativer Widerstandsbeitrag gefunden [63, 64]. In mikrostrukturierten epitaktischen Fe-Leiterbahnen wird ebenfalls ein negativer Beitrag der Domänenwände gemessen [17]. Allerdings gibt es auch Experimente, die für Co einen positiven Widerstandsbeitrag finden [65, 66, 67], unter anderem durch Berechnung des AMR aufgrund mikromagnetischer Simulationen [16].

Der Domänenwandwiderstand wurde weiterhin für neuartige magnetische Materialien, wie z.B. ferromagnetische Halbleiter, untersucht. Die wesentliche Problematik bleibt auch für diese Materialien erhalten: Für senkrecht zur Schichtebene magnetisierte (Ga,Mn)As Strukturen wird ein positiver Beitrag des Domänenwandwiderstandes gefunden [68], hingegen wird für das gleiche Material mit in der Schichtebene liegender Magnetisierung ein negativer Beitrag aufgrund der Domänenwände bestimmt [69].

Von theoretischer Seite gibt es ebenfalls verschiedene Ansätze, die zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Tatara et al. zeigen auf der Basis der linear-response Theorie, dass Domänenwände zur Dekohärenz der Elektronenwellen führen [18]. Da die Kohärenz der Elektronen zu schwacher Lokalisierung und somit zu einem Widerstandsanstieg bei tiefen Temperaturen führt (s. Abschnitt 2.4), verringert das Vorhandensein der Domänenwände den Widerstand der Leiterbahn. Der Einfluss von Quantenkorrekturen zur Leitfähigkeit wird auch von weiteren Gruppen näher betrachtet [70, 71].

Unter der Annahme von verschiedenen Streuzeiten für Minoritäts- und Majoritätselektronen finden van Gorkom et al. für den semiklassischen Domänenwandwiderstand die Möglichkeit, dass dieser sowohl positiv als auch negativ werden kann [72]. Die anhand dieses Modells berechneten Werte können im Bereich von -5% bis + 10% variieren.

Levy et al. berechnen auf der Basis des Riesenmagnetowiderstandseffektes (GMR) die Änderung des Widerstandes einer Domänenwand [13]. Für den adiabatischen Fall, d.h. der Spin der Elektronen ist stets parallel zur Magnetisierung, wird keine Widerstandsänderung gefunden. Dies ist für breite Domänenwände näherungsweise der Fall. Wird die Domänenwand jedoch schmaler und die örtliche Änderung der Magnetisierung ist so groß, dass der Spin der Elektronen dieser nicht mehr folgen kann, erhöht sich der Anteil der Minoritätselektronen, was analog zum GMR Effekt zu einer Widerstandserhöhung führt. Dieser Effekt wird auch Spin-Mixing genannt, da die Elektronen, die vor Durchlaufen der Domänenwand Majoritätselektronen waren, nach dem Durchlaufen der Domänenwand Minoritätselektronen sind. Fließt der Strom senkrecht zur Domänenwand, so finden Levy et al. folgenden Ausdruck für den Widerstandsanstieg innerhalb der Domänenwand:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_{CPW} - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\xi^2}{5} \frac{(\rho_0^\uparrow - \rho_0^\downarrow)^2}{\rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow} \cdot \left(3 + \frac{10\sqrt{\rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow}}{\rho_0^\uparrow + \rho_0^\downarrow} \right) \quad (2.23)$$

Hierbei ist $\xi = \frac{\pi\hbar^2 k_F}{4mdJ}$ - mit der Austauschspaltung J , dem Fermiwellenvektor k_F und der Domänenwandbreite d - ein Maß für die Nicht-Adiabatizität des Elektronenspins. $\rho_0^{\uparrow(\downarrow)}$ ist der spezifische Widerstand für Majoritäts- (Minoritäts-) Elektronen. Für typische Werte von Ferromagneten werden Domänenwandwiderstände im Bereich weniger Prozent gefunden.

Brataas et al. berechnen mit dem Kubo-Formalismus den Domänenwandwiderstand eines Ferromagneten [73]. Sie haben übereinstimmende Ergebnisse mit denen von Levy und Zhang erhalten. Domänenwandwiderstände bis zu 1% können unter der Verwendung von Standardparametern erklärt werden. Zusätzlich erlaubt das Modell allerdings auch die Berechnung des Domänenwandwiderstandes für sehr schmale Domänenwände, wo eine starke Vergrößerung des Domänenwandwiderstandes aufgrund ballistischen Transportes gefunden wird.

Zu beachten ist allerdings, dass theoretische Berechnungen nur den Widerstandsanstieg innerhalb der Domänenwand berechnen, experimentell jedoch zusätzlich ein größerer Bereich homogener Magnetisierung gemessen wird. Dadurch wird die zu messende Widerstandsänderung deutlich kleiner, da der erhaltene Wert noch mit dem Verhältnis der Länge der Domänenwand zur Leiterbahnlänge skaliert werden muss [54]. Weiterhin kann noch eine Parallelschaltung durch die Abdeckschicht berücksichtigt werden, die den Wert leicht verändert [74].

2.4 Quantentransport

Bei den bisherigen Betrachtungen des elektronischen Transports wurde der Wellencharakter der Elektronen nicht berücksichtigt. Bleibt die Phasenkohärenz der Elektronenwellen auf einer größeren Längenskala erhalten, was bei sehr tiefen Temperaturen im Bereich von wenigen Kelvin der Fall ist, so treten weitere Phänomene auf. Dies sind zum einen Lokalisierungseffekte, zum anderen die erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung, die auf einer Modifizierung der Abschirmung der langreichweitigen Coulombwechselwirkung beruht. Diese beiden Effekte sind für nichtmagnetische Metalle eingehend untersucht worden und für diese gut bekannt. Die bekannten Ergebnisse werden im Folgenden vorgestellt sowie die sich daraus ergebenden Fragestellungen erläutert, wie sich diese beiden Effekte in magnetischen Systemen verhalten.

2.4.1 Schwache Lokalisierung

Erste Arbeiten zur schwachen Lokalisierung (WEL) sind bereits 1958 von Anderson durchgeführt worden [75]. Er konnte zeigen, dass Elektronen räumlich lokalisiert sein können ("Absence of Diffusion in Certain Random Lattices"). Später konnten erste explizite Ausdrücke für die Leitfähigkeitskorrekturen bei tiefen Temperaturen hergeleitet werden [76, 77, 78]. Auf der Basis eines Modells von Langer und Neal [79] wurde von Bergmann ein anschauliches Bild erarbeitet, in dem das Modell vom Impulsraum in den Ortsraum übersetzt wird [80]. Er betrachtete ein einzelnes Elektron, welches vom Punkt A zum Punkt B diffundiert. Dies kann auf unendlich vielen unterschiedlichen Pfaden geschehen. Unter der Annahme, dass das Elektron auf seinem Weg von A nach B nur elastische Streuung erfährt und seine Phaseninformation behält, kann die Wahrscheinlichkeit, das Elektron am Punkt B anzutreffen, durch das Betragsquadrat der Summe der Wahrscheinlichkeitsamplituden aller möglichen Pfade ausgerechnet werden.

$$W_B = \left| \sum_i A_i \right|^2 = \sum_i |A_i|^2 + \sum_{i \neq j} A_i A_j^* \quad (2.24)$$

Hierbei beschreibt der erste Summand die unterschiedlichen Pfade einzeln, während der zweite Summand die Interferenz zwischen den Pfaden i und j beschreibt. Da alle möglichen Wege mit unterschiedlichen Längen und somit unterschiedlichen Phasenbeziehungen zu diesem Term beitragen, wird dieser Term Null.

Dies ändert sich allerdings bei dem Spezialfall, dass der Punkt A gleich dem Punkt B ist, das Elektron somit nach Durchlaufen einer Streusequenz an den Ausgangspunkt zurückkehrt. Ein solcher Fall ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Die Punkte stellen verschiedene Streuzentren dar. In diesem Fall kann eine Streusequenz in zwei verschiedenen Richtungen durchlaufen werden, allerdings mit den gleichen Streueignissen.

Sowohl die Streusequenz $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow \dots \rightarrow 0$ als auch $0 \rightarrow 1' \rightarrow 2' \rightarrow \dots \rightarrow 0$ sind möglich. Dies führt dazu, dass die beiden interferierenden Teilwellen die gleiche Phase haben und somit konstruktiv am Punkt A interferieren. Dies gilt zumindest so lange, wie das System zeitumkehrinvariant ist. Die Wahrscheinlichkeitsamplitude für die Rückstreuung ist daher $W_{QM} = 4|A|^2$ und somit größer als im klassischen Fall ($W_{kl} = 2|A|^2$).

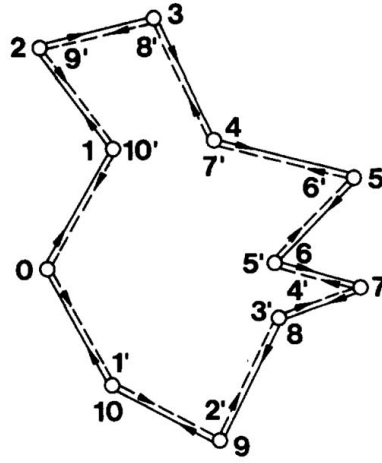


Abbildung 2.9: Mögliche Streusequenzen einer Elektronenwelle. Vom Punkt 0 ausgehend kann sowohl durch die Streusequenz $1 \rightarrow 2 \rightarrow \dots \rightarrow 10$ als auch $1' \rightarrow 2' \rightarrow \dots \rightarrow 10'$ der Punkt 0 erreicht werden. Dort kommt es zu konstruktiver Interferenz, die die Rückstreuwahrscheinlichkeit erhöht. Aus [20].

Zusätzlich muss noch berücksichtigt werden, dass neben der elastischen Streuung auch inelastische Streuung, z.B. an Phononen, auftreten kann. Diese zerstört die Phasenkohärenz der Elektronenwellen und somit die Interferenzfähigkeit. Aus der mittleren Zeit $\tau_i(T)$ zwischen zwei inelastischen Stößen kann die inelastische freie Weglänge mit Hilfe der Diffusionskonstanten D zu $L_i(T) = \sqrt{D \cdot \tau_i(T)}$ berechnet werden. Die inelastische Diffusionslänge nimmt mit sinkender Temperatur zu, so dass die Phasenkohärenz auf immer größeren Längenskalen erhalten bleibt. Demnach sind für die Untersuchungen der schwachen Lokalisierung tiefe Temperaturen nötig. Für die Leitfähigkeit folgt mit der Gleichung $L_i = a \cdot T^{-p/2}$ [19, 78]

$$\sigma_{2d} = \sigma_B + \frac{p}{2} \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \ln \frac{T}{T_0} \quad (2.25)$$

$$\sigma_{1d} = \sigma_B - \frac{ae^2}{\pi\hbar} T^{-p/2} \quad (2.26)$$

wobei σ_B die Boltzmann'sche Restleitfähigkeit ist. Die erste Gleichung beschreibt die Leitfähigkeit in zweidimensionalen Systemen, während die zweite Gleichung die Leitfähigkeit in eindimensionalen Systemen beschreibt.

Maßgeblich für die effektive Dimension des Systems ist hierbei das Verhältnis der Phasenkohärenzlänge L_Φ zu den Abmessungen des Systems. In Abwesenheit von spinabhängigen Streuprozessen ist die Phasenkohärenzlänge gleich der inelastischen Diffusionslänge. Ist dann die Schichtdicke t der Probe geringer als die Phasenkohärenzlänge, so kann das System als zweidimensional beschrieben werden. Ist zusätzlich noch eine weitere Abmessung kleiner als die Phasenkohärenzlänge, so wird das System als eindimensional beschrieben.

Wie bereits im letzten Absatz erwähnt wurde, sind neben der Elektron-Phonon Streuung auch spinabhängige Streuprozesse für eine Zerstörung der Phasenkohärenz verantwortlich. Spin-Flip Streuung kann an magnetischen Verunreinigungen durch Wechselwirkung des Elektronenspins mit den lokalisierten magnetischen Momenten entstehen. Diese kann durch eine charakteristische Stoßzeit τ_s beschrieben werden. Die Zeitumkehrinvarianz der beschriebenen Kreiswege ist dann nicht mehr gegeben, was zu einer Reduzierung der Interferenz führt. Die Phasenkohärenzlänge $L_\Phi = \sqrt{D\tau_\Phi}$ ändert sich dann mit

$$\frac{1}{\tau_\Phi(T)} = \frac{1}{\tau_i(T)} + \frac{2}{\tau_s} \quad (2.27)$$

Die Spin-Flip Streuung an magnetischen Störstellen ist in erster Näherung temperaturunabhängig. Dies führt dazu, dass die Phasenkohärenzzeit auch bei sehr tiefen Temperaturen durch diesen Beitrag beschränkt bleibt.

Weiterhin hat eine große Spin-Bahn-Wechselwirkung einen Einfluss auf die schwache Lokalisierung [81]. Die hierfür typische Zeitkonstante wird mit τ_{so} bezeichnet. Während jedes Streueignisses wird bei starker Spin-Bahn-Wechselwirkung der Spin leicht rotiert. Ausgehend von dem Ausgangsspinzustand s wird der Zustand bei Durchlaufen der Streusequenz in den Endzustand s' überführt. Dies kann durch die Rotationsmatrix T beschrieben werden. Wird die Streusequenz in der anderen Richtung durchlaufen, so kann die Rotation durch T^{-1} beschrieben werden und der Endzustand ist s'' [80]. Da zu einer vollständigen Rotation eines Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchens eine Drehung von 4π erforderlich ist, wird die Interferenz zwischen den Elektronenwellen destruktiv für eine Rotation von 2π . Es kann gezeigt werden, dass für starke Spin-Bahn-Wechselwirkung der destruktive Teil größer wird als der konstruktive [20]. Dies heißt, dass der Widerstand eines Systems gegenüber dem klassischen Fall verringert wird. Man spricht in diesem Fall von schwacher Antilokalisierung (WAL).

Es ist möglich, exakte Formeln zur Berechnung des Einflusses der schwachen Lokalisierung bei Kenntnis sämtlicher charakteristischer Streuzeiten zu berechnen. Dies wurde von Hikami et al. durchgeführt [82]. Die Formeln sind im Anhang zu finden. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind graphisch in Abbildung 2.10 dargestellt. Die schwarzen Kurven stellen hierbei den Fall schwacher Lokalisierung (WEL) dar, während die roten Kurven den Fall schwacher Antilokalisierung (WAL) zeigen. Mit zunehmendem Einfluss der Spin-Flip Streuung (oder eines Magnetfeldes) werden beide Effekte unterdrückt, wie durch die gestrichelten Linien dargestellt ist. Bei sehr großer Spin-Flip Streuung wird kein Einfluss von schwacher Lokalisierung gefunden.

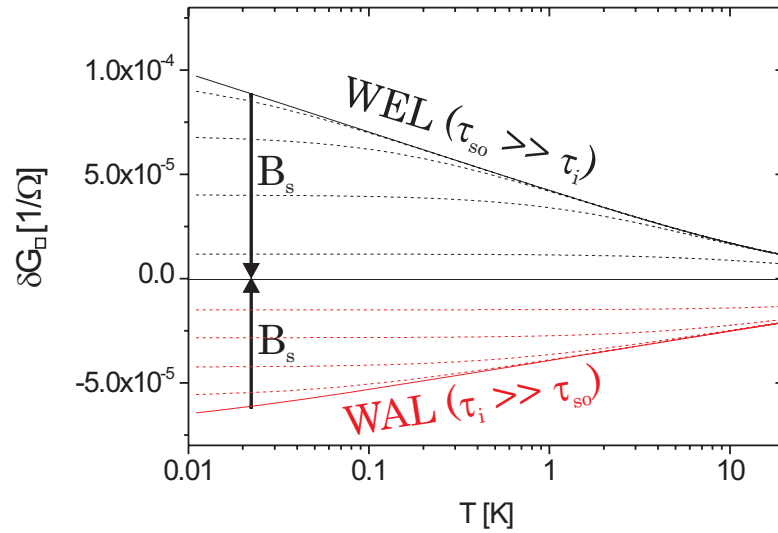


Abbildung 2.10: Temperaturabhängigkeit im Falle von schwacher Lokalisierung (schwarz) bzw. schwacher Antilokalisierung (rot). Der Einfluss zunehmender Spin-Flip Streuung (oder eines externen angelegten Magnetfeldes) verringert in beiden Fällen die Interferenzeinflüsse.

Experimentell wird stets der Widerstand R und somit auch die Widerstandsänderung δR gemessen, während theoretisch die Leitwertänderung δG berechnet wird.

Hierbei wird der Leitwert, bzw. der Widerstand stets auf eine quadratische Einheitsfläche normiert. Für die Umrechnung ergibt sich:

$$\delta G_{\square}(T) = G_{\square,B} - G_{\square}(T) = \frac{1}{R_{\square,B}} - \frac{1}{R_{\square}(T)} = \frac{R_{\square}(T) - R_{\square,B}}{R_{\square}(T) \cdot R_{\square,B}} \approx \frac{1}{R_{\square,B}^2} \delta R_{\square}(T) \quad (2.28)$$

$$\delta R_{\square}(T) \approx R_{\square,B}^2 \delta G_{\square}(T) \quad (2.29)$$

Für die Herleitung wurde verwendet, dass sich der Widerstand nur wenig ändert und somit $R_{\square}(T) \approx R_{\square,B}$ gilt. Hierbei kennzeichnet der Index B den Boltzmann'schen Restwiderstand. Demnach skaliert die im Experiment zu beobachtende Widerstandsänderung $\delta R_{\square}(T)$ mit der theoretisch vorhergesagten Leitwertänderung $\delta G_{\square}(T)$. Der Proportionalitätsfaktor ist $R_{\square,B}^2$.

Einfluss eines externen Magnetfeldes

Da die schwache Lokalisierung auf den Interferenzeigenschaften von auf geschlossenen Bahnen laufenden Elektronenwellen basiert, kann sie durch Störung der Zeitumkehrinvarianz stark verändert werden. Eine solche Störung der Zeitumkehrinvarianz stellt ein externes Magnetfeld dar. Wird dieses senkrecht zur Kreisfläche der Elektronenbahn angelegt, so liegt das zugehörige Vektorpotential \vec{A} in der Ebene der Elektronenbahn und kann damit eine Phasenverschiebung $\Delta\phi$ verursachen [83].

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \frac{1}{\hbar} \oint d\vec{r}_1 (\vec{p}_1 + e\vec{A}) - \frac{1}{\hbar} \oint d\vec{r}_2 (\vec{p}_2 + e\vec{A}) \\ &= \frac{2e}{\hbar} \oint \vec{A} d\vec{r} = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Hierbei ist $\Phi = \vec{B} \cdot \vec{F}$ der magnetische Fluss durch die umschlossene Fläche F und $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ das magnetische Flussquant. Die beiden Integrale stehen für die in unterschiedlicher Richtung durchlaufene Streusequenz. Der Faktor 2 in der Formel entsteht somit dadurch, dass die geschlossene Bahn zweimal durchlaufen wird.

Die von der Streusequenz umschlossene Fläche kann durch die zurückgelegte Länge $L = \sqrt{Dt}$ berechnet werden und ist proportional zu L^2 [80]. Das Magnetfeld, für das die in Gleichung 2.30 ausgerechnete Phasendifferenz 2π wird, kann somit einer Zeit t zugeordnet werden. Ab dieser Zeit, die für den Umlauf benötigt wird, wird die Interferenz zwischen den Elektronenwellen zerstört. Für die Zeit t gilt [20]

$$t = \frac{\hbar}{4eDB} \quad (2.31)$$

Anhand dieser Relation kann jedem Streuprozess ein charakteristisches Magnetfeld zugeordnet werden über

$$B_j = \frac{\hbar}{4eL_j^2} \quad (2.32)$$

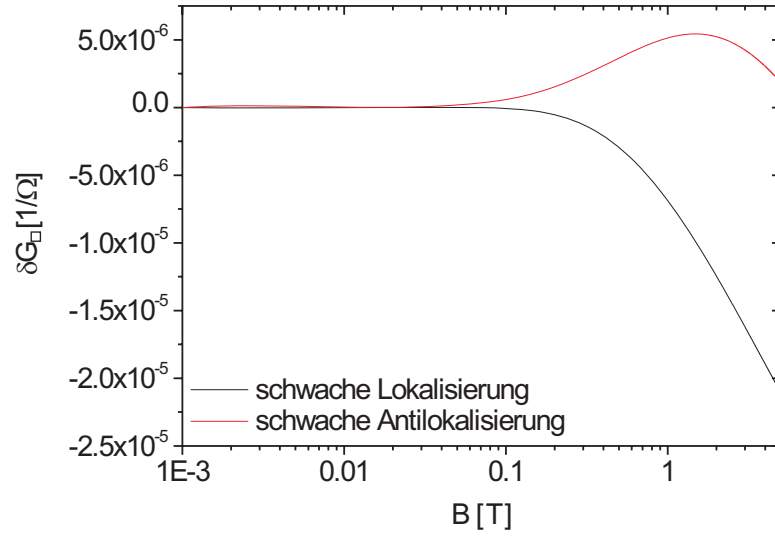


Abbildung 2.11: Magnetfeldabhängigkeit des Leitwertes im Falle von schwacher Lokalisierung (schwarz) bzw. schwacher Antilokalisierung (rot).

Die Leitwertkorrektur $\delta G(B)$ kann mit Hilfe von störungstheoretischen Rechnungen als Funktion des externen Magnetfeldes berechnet werden [82]. Die exakten Formeln sind im Anhang zu finden. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind graphisch in Abbildung 2.11 dargestellt. Für den Fall, dass die Spin-Bahn Streuzeit sehr lang ist ($\tau_{so} \rightarrow \infty$), wird schwache Lokalisierung beobachtet (schwarze Kurve). In diesem Fall werden Lokalisierungseffekte mit zunehmendem Magnetfeld abgebaut und der Widerstand somit verringert. Im Falle von starker Spin-Bahn Streuung liegt schwache Antilokalisierung vor (rote Kurve). Für kleine Magnetfelder ist hier der Magnetowiderstand zunächst positiv. Für große Magnetfelder wird der Magnetowiderstand unabhängig von der Stärke der Spin-Bahn Streuung negativ.

2.4.2 Erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung

Bei der Betrachtung der schwachen Lokalisierung wurden stets einzelne Elektronen betrachtet. Zusätzlich kommt es auch zu bisher nicht berücksichtigten Wechselwirkungen zwischen den Elektronen. Zur Beschreibung dieses Phänomens werden zwei Elektronen als Quasiteilchen beschrieben. Nach der Heisenbergschen Unschärferelation sind die Elektronen während der Zeitdauer $\Delta t = \hbar/\Delta E$ in kohärenten Zuständen, wodurch es zu zusätzlichen Wechselwirkungen zwischen den Elektronen kommt. Hierbei ist ΔE der Energieanteil, der während eines inelastischen Streuprozesses zwischen zwei Elektronen übertragen wurde. Die direkte Folge hiervon ist, dass sich die Zustandsdichte in der Nähe der Fermienergie ändert [84]. Aus dieser Tatsache ergeben sich ebenfalls Leitwertkorrekturen, die von der Dimension des Systems abhängen. Die Größe, die die Dimensionalität des Systems festlegt, ist die thermische Diffusionslänge oder Thouless-Länge [85]

$$L_T = \sqrt{\frac{D\hbar}{k_B T}} \quad (2.33)$$

Dies ist die Länge, die das Quasiteilchen während seiner diffusiven Bewegung zurücklegt. Für die Leitfähigkeitsänderungen ergibt sich [86]

$$\Delta\sigma_{2d} \propto \ln(T) \quad (2.34)$$

$$\Delta\sigma_{1d} \propto T^{-\frac{1}{2}} \quad (2.35)$$

Demnach weisen die schwache Lokalisierung und die erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung (EEI) die gleichen Proportionalitäten auf.

Während die schwache Lokalisierung durch verschiedene Streuzeiten charakterisiert wird, ist für die erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung die Kopplungskonstante λ von entscheidender Bedeutung. Diese setzt sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen [85]. Hierbei wird unterschieden zwischen dem sogenannten Diffusion-Channel und dem Cooper-Channel. Der Kopplungsparameter für den Diffusion-Channel hängt vom Abschirmparameter F ab. $F = 1$ bedeutet hierbei völlige Abschirmung und $F = 0$ keine Abschirmung. Für einfache Metalle kann diese Abschirmung näherungsweise berechnet werden [87]. Mit Hilfe des Abschirmparameters kann dann auch der Kopplungsparameter für den Diffusion-Channel ausgerechnet werden [88]. Für die Betrachtung der erhöhten Elektron-Elektron Wechselwirkung in normalen Metallen ist der Cooper-Channel im Allgemeinen vernachlässigbar. Dieser wird jedoch bei der Betrachtung von Supraleitern wichtig.

2.4.3 Separation von schwacher Lokalisierung und Elektron-Elektron Wechselwirkung

Da die schwache Lokalisierung und die erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung die gleichen Proportionalitäten bei den Leitwertkorrekturen haben, ist eine Unterscheidung zwischen den beiden Effekten zunächst nicht trivial. Eine Separation ist allerdings möglich, indem die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes für verschiedene externe Magnetfelder gemessen wird. Die Leitwertkorrekturen aufgrund der schwachen Lokalisierung nehmen dann mit zunehmendem Magnetfeld ab, während die Beiträge aufgrund der erhöhten Elektron-Elektron Wechselwirkung weitgehend unabhängig vom externen Magnetfeld sind [85] und typischerweise erst bei Feldern $B > 1$ T zu leichten Korrekturen führen. Dies ist schematisch in Abbildung 2.12 gezeigt. Die linke Abbildung zeigt die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes bei tiefen Temperaturen für verschiedene Magnetfelder, wobei die durchgezogene Linie den Fall ohne externes Magnetfeld zeigt. Mit zunehmendem Magnetfeld wird der Widerstandsanstieg zu niedrigeren Temperaturen kleiner. Die rechte Abbildung zeigt die Abhängigkeit von $\Delta G(10)$ vom externen Magnetfeld. Hierbei bezeichnet $\Delta G(10)$ die Änderung des Leitwertes über eine Dekade der Temperatur. Diese wird anhand von Gleichung 2.29 berechnet. Die durchgezogene Linie zeigt hierbei den Verlauf von $\Delta G(10)$ als Funktion des externen Magnetfeldes. Die gestrichelte Linie markiert den Wert, der ohne externes Magnetfeld gemessen wird. In zunehmenden Magnetfeldern wird die schwache Lokalisierung unterdrückt und daher $\Delta G(10)$ kleiner, sättigt allerdings in größeren Magnetfeldern bei einem Wert, der dann nur noch durch die erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung gegeben ist.

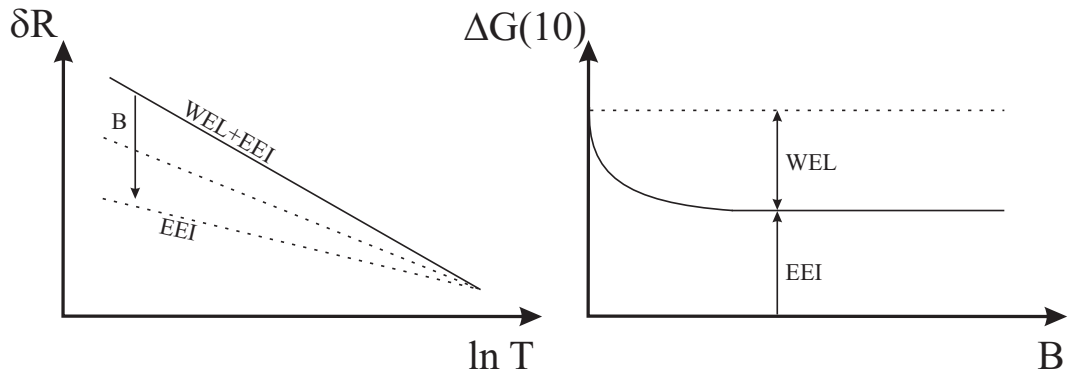


Abbildung 2.12: Schematische Skizze zur Separation von WEL und EEI. Links ist die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes für verschiedene Magnetfelder gezeigt. Rechts ist der Anstieg der Kurven als Funktion des Magnetfeldes gezeigt.

2.4.4 Schwache Lokalisierung in ferromagnetischen Materialien

Ferromagnetische Materialien weisen auch in Remanenz eine spontane Magnetisierung auf, die zu internen Magnetfeldern führt. Daher ist die Frage von Interesse, ob schwache Lokalisierung in ferromagnetischen Materialien beobachtbar ist oder bereits durch die internen Magnetfelder unterdrückt wird. Im Folgenden wird ein Überblick über die aktuellen theoretischen und experimentellen Arbeiten gegeben, die das Auftreten von schwacher Lokalisierung in ferromagnetischen Materialien untersuchen.

Untersuchungen an schwach ferromagnetischen und stark gestörten Systemen zeigen teilweise Anzeichen für schwache Lokalisierung. Es wurde für spezielle Konzentrationen in $\text{Pd}_{1-y}\text{Ni}_y\text{H}_x$ -Filmen schwache Lokalisierung gefunden [89]. Weiterhin wurden in CoSi_2 -Drähten mit starker Spin-Bahn-Wechselwirkung im Submikrometer-Bereich [90] und ebenfalls in amorphen $\text{Fe}_{90-x}\text{Co}_x\text{Zr}_{10}$ -Legierungen Effekte von schwacher Lokalisierung gemessen [91].

In ferromagnetischen Materialien wurde nahe der Perkolationsgrenze ein kleiner Beitrag der schwachen Lokalisierung beobachtet [92]. Weiterhin wurden in ferromagnetischen Nanoringen aus Permalloy Leitfähigkeitsoszillationen gemessen, die auf eine Kohärenz der Elektronenwellen auf größeren Längenskalen hindeuten [93]. Der Einfluss des Magnetismus wurde ebenfalls in Mehrlagenstrukturen untersucht [94]. Die Phasenkohärenzlänge von Permalloy konnte anhand von universellen Leitwertfluktuationen zu 250 nm bei einer Temperatur von $T = 25$ mK abgeschätzt werden [95]. Hierbei konnten allerdings keine Effekte von schwacher Lokalisierung festgestellt werden, die Ergebnisse konnten vielmehr mit Hilfe der erhöhten Elektron-Elektron Wechselwirkung erklärt werden. Weiterhin wurde auch von anderen Gruppen gefunden, dass die erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung der dominante Mechanismus in ferromagnetischen Materialien ist [96, 97, 98]. In einer vorangegangenen Doktorarbeit konnte gezeigt werden, dass in polykristallinen Kobalt Leiterbahnen variierender Breite kein Beitrag von schwacher Lokalisierung im Rahmen der Messauflösung zu finden ist [21]. Hierbei wurden die Einflüsse der Deckschicht anhand verschiedener Abdeckschichten eingehend untersucht. Sowohl für eine Abdeckung mit Platin [23] als auch mit Kohlenstoff [99, 100] sowie für Leiterbahnen ohne Abdeckung [101] wurde im Rahmen der Messgenauigkeit kein Beitrag der schwachen Lokalisierung gefunden. Diese Ergebnisse konnten vollständig im Rahmen der Elektron-Elektron Wechselwirkung erklärt werden, für die zudem ein Übergang von zweidimensionalem zu eindimensionalem Verhalten gefunden wurde. In senkrecht zur Schichtebene magnetisierten $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen-Leiterbahnen wurde ebenfalls keine schwache Lokalisierung gefunden [102, 103], allerdings wurden reproduzierbare Leitwertfluktuationen gemessen, die auf eine Phasenkohärenzlänge von etwa 200 nm schließen lassen [103]. In ferromagnetischen $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ Strukturen konnte nachgewiesen werden, dass neben der erhöhten Elektron-Elektron Wechselwirkung auch ein Beitrag von schwacher Antilo-

kalisierung vorhanden ist [104]. Hierbei ist zu erwähnen, dass (Ga,Mn)As eine deutlich geringere Magnetisierung ($M_{(Ga,Mn)As} \approx 30 \frac{kA}{m}$) aufweist als dies für konventionelle ferromagnetische Materialien der Fall ist (z. B. $M_{Fe} = 1700 \frac{kA}{m}$).

Auch theoretische Betrachtungen finden mit verschiedenen Methoden, dass schwache Lokalisierung in ferromagnetischen Materialien vorhanden sein sollte. Dugaev et al. berechnen Einflüsse von schwacher Lokalisierung für den Fall, dass Spin-Bahn Wechselwirkung eine Rolle spielt [22]. Hierbei wird gefunden, dass schwache Antilokalisierung unterdrückt wird, aber schwache Lokalisierung weiterhin vorhanden ist. Es wird insbesondere darauf hingewiesen, dass für gewisse Systeme das interne Magnetfeld in ferromagnetischen Materialien keinen Einfluss auf die schwache Lokalisierung hat. Dies sind zweidimensionale Systeme, die in Abbildung 2.13 dargestellt sind. Abbildung 2.13a) zeigt den Fall einer in der Schichtebene magnetisierten Probe. Hierbei durchsetzt das zugehörige Vektorpotential keine in der Schichtebene gelegenen geschlossenen Elektronenbahnen. Abbildung 2.13b) zeigt den Fall einer senkrecht zur Schichtebene magnetisierten Probe. Diese hat im Idealfall einer unendlich ausgedehnten Schicht einen Entmagnetisierungsfaktor $N_z = 1$. Dadurch ist das Entmagnetisierungsfeld entgegengesetzt gleich groß wie die Magnetisierung. Dies führt dazu, dass in diesem Fall kein internes Magnetfeld vorhanden ist.

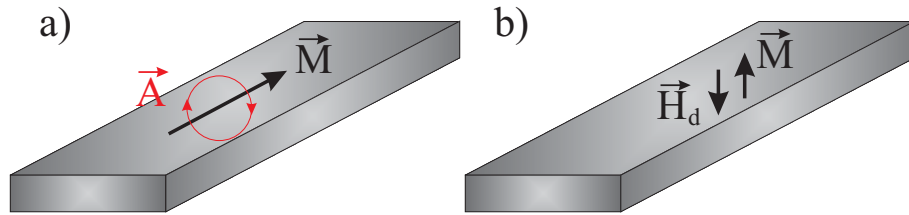


Abbildung 2.13: Von Dugaev et al. vorgeschlagene Modellsysteme [22], für die kein Einfluss der internen Magnetfelder auf die schwache Lokalisierung vorhanden sein sollte. Aus [21].

Loss et al. haben berechnet, dass inhomogene Magnetfelder schwache Lokalisierung unterdrücken können [105]. Ein ähnliches Ergebnis haben Sil et al. mit Hilfe von störungstheoretischen Rechnungen für in der Schichtebene magnetisierte Proben erhalten [24]. Sie finden für den Fall einer homogenen Magnetisierung der Probe, dass schwache Lokalisierung vorhanden ist. Wird hingegen aufgrund einer polykristallinen Struktur der Probe eine Inhomogenität der Magnetisierung eingeführt, so ergibt sich, dass die schwache Lokalisierung unterdrückt wird.

2.5 Strominduziertes Schalten

Vor einigen Jahren wurde theoretisch vorhergesagt, dass es möglich ist, die Magnetisierung einer Probe mit Hilfe eines elektrischen, spinpolarisierten Stromes zu beeinflussen [4, 5]. Dieser sogenannte Spin-Torque-Effekt funktioniert unabhängig von dem durch den elektrischen Strom erzeugten Oersted-Feld. Stattdessen ist die Übertragung des Elektronenspins auf die magnetisierte Probe für den Ummagnetisierungsprozess verantwortlich. Das sogenannte Spin-Transfer Drehmoment entsteht somit anschaulich aus der Drehimpulserhaltung. Trifft ein spin-polarisierter Strom auf einen Bereich mit einer Magnetisierungsrichtung, die ungleich der Orientierung des Spins ist, so passt sich die Orientierung des Spins an die lokale Magnetisierung an. Die dabei entstehende Drehimpulsänderung wird an die lokale Magnetisierung weitergegeben und kann bei genügend großem Strom die Magnetisierung umschalten. Dieser Effekt wurde mittlerweile auch experimentell für verschiedene Arten von Strukturen nachgewiesen. Eine technologische Anwendung dieses Prinzips ist in Form des sogenannten Race-Track Speichers bereits geplant [106]. Es ist bereits möglich, in senkrecht orientierten Säulenstrukturen, die aus einer Ferromagnet/Nichtmagnet/Ferromagnet-Anordnung bestehen, die Magnetisierung einer der beiden Schichten durch Anlegen eines Stromes hin- und her zuschalten [107, 108]. Hierbei wird die eine Schicht magnetisch festgehalten, häufig durch Kopplung an einen Antiferromagneten, während die andere frei beweglich ist.

In lateral strukturierten Systemen konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, Domänenwände durch spinpolarisierte Ströme zu bewegen [7, 109]. In beiden Fällen muss die Stromdichte im Bereich von $j \approx 10^8 \frac{A}{cm^2}$ liegen. Dies liegt sehr nahe an der Grenze der möglichen Belastung einer Leiterbahn und verhindert demnach noch eine technologische Anwendung dieses Prinzips. Eine Verringerung der kritischen Stromdichte ist daher sehr wichtig, um die technologische Entwicklung voranzutreiben. Für die säulenartigen Strukturen konnte gezeigt werden, dass in senkrecht zur Schichtebene magnetisierten $(Co/Ni)_n$ -Multilagen die kritische Stromdichte im Vergleich zu $(Co/Pt)_n$ -Multilagen um einen Faktor drei bis vier geringer ist [110].

Für die Untersuchungen an lateral strukturierten Systemen wurde Permalloy als ferromagnetisches Material ausführlich studiert [111], da Permalloy wegen der relativ geringen Magnetisierung leicht zu schalten ist. Nachteilig ist allerdings, dass aufgrund der nicht vorhandenen magnetischen Anisotropie die Domänenwandstruktur sehr groß ist und demnach sehr komplex werden kann. Dadurch kann es bei der strominduzierten Domänenwandbewegung auch zu Domänenwandtransformationen kommen [112], die auch kontrollierbar sind [113]. Weiterhin kann es aufgrund der geringen Curie-Temperatur zu großen Auswirkungen durch die Joule'sche Erwärmung kommen [114]. Kürzlich wurden erste Messungen veröffentlicht, die zeigen, dass das strominduzierte

Schalten auch in anderen Systemen möglich ist [115, 116, 117, 118, 119, 120]. Hierbei wurden sowohl in der Schichtebene magnetisierte Materialien [119], darunter auch magnetische Halbleiter [115], als auch senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Materialien untersucht [116]. Senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Systeme haben den Vorteil, dass die Domänenwände aufgrund der großen senkrechten Anisotropie deutlich kleiner sind und somit der Drehmoment-Übertrag wesentlich effektiver funktioniert als bei breiten Domänenwänden. Es konnte ebenfalls gezeigt werden, dass der Spin-Torque-Effekt für $(\text{Co/Ni})_n$ -Multilagen um einen Faktor 3 effektiver ist als für $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen [121].

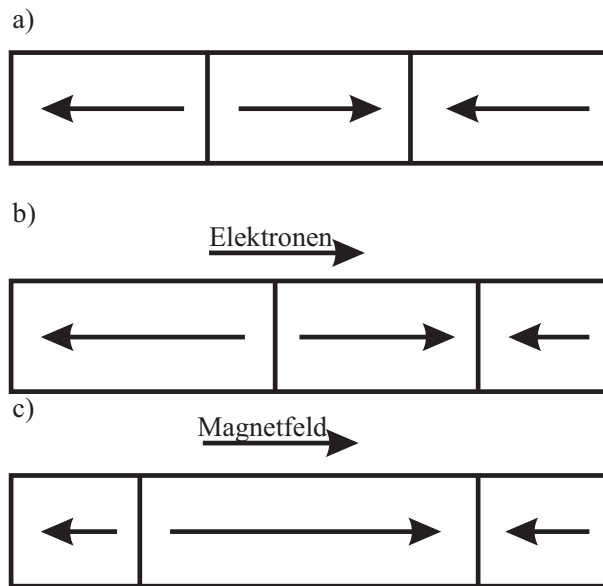


Abbildung 2.14: Darstellung des Einflusses eines Stromes aufgrund des Spin-Torque-Effektes (b) bzw. eines Magnetfeldes (c) auf die ursprüngliche Position von Domänenwänden (a).

Für die Diskussion der strominduzierten Domänenwandbewegung ist es wichtig zu wissen, wie sich Domänenwände unter Einfluss von einem Strom bzw. aufgrund eines Magnetfeldes verhalten. Abbildung 2.14 zeigt schematisch die Bewegungsrichtung von Domänenwänden für beide Fälle. Ausgehend von einem Zustand mit zwei Domänenwänden (Abbildung 2.14a) wird entweder ein Strom (Abbildung 2.14b) oder ein Magnetfeld (Abbildung 2.14c) zur Bewegung der Domänenwände benutzt. Dieser Abbildung ist der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Arten der Domänenwandbewegung zu entnehmen: Bei stromgetriebener Domänenwandbewegung aufgrund des Spin-Torque-Effektes bewegen sich die beiden Domänenwände in die gleiche Richtung,

parallel zur Elektronenflussrichtung. Bei der Bewegung aufgrund eines Magnetfeldes bewegen sich benachbarte Domänenwände in entgegengesetzter Richtung. Demnach kann die Bewegungsrichtung von Domänenwänden benutzt werden, um zwischen diesen Arten der Domänenwandbewegung zu unterscheiden.

Das Phänomen des strominduzierten Schaltens ist von Seiten der Theorie ebenfalls intensiv untersucht worden. Es wurde gefunden, dass auch in idealen Strukturen eine kritische Stromdichte vorliegt, unterhalb der keine Bewegung der Domänenwand stattfindet [6]. Wenn zusätzlich ein Pinning-Potential die Domänenwand festhält, kann die kritische Stromdichte weiter erhöht werden. Nach Überwindung dieser kritischen Stromdichte werden Domänenwandgeschwindigkeiten im Bereich von einigen $100 \frac{m}{s}$ vorhergesagt. Zur genauen Beschreibung der experimentellen Ergebnisse müssen in der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung zwei zusätzliche Terme berücksichtigt werden [122]:

$$\dot{\vec{m}} = -\gamma \vec{m} \times \vec{B}_{eff} + \alpha \vec{m} \times \dot{\vec{m}} - u \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} + \beta u \vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} \quad (2.36)$$

wobei \vec{m} die Magnetisierungsrichtung ist, β der Nicht-Adiabatizitätsparameter und $u = \frac{jPg\mu_B}{2eM}$ mit der Stromdichte j und der Spinpolarisation P . Hierbei wurde angenommen, dass der Strom in x-Richtung fließt. Der erste zusätzliche Term beschreibt die adiabatische Bewegung des Elektrons durch die Domänenwand, der zweite die nicht-adiabatische Bewegung der Elektronen durch die Domänenwand [122, 123]. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass diese Nicht-Adiabatizität der Elektronenbewegung bereits im Rahmen des Modells von Levy und Zhang zur Berechnung des Domänenwandwiderstandes benutzt wurde [13] und ein Zusammenhang zwischen der kritischen Stromdichte und dem Domänenwandwiderstand gefunden wurde [6]. Weiterhin ist von theoretischer Seite berechnet worden, dass aufgrund der intrinsischen Anisotropie und der damit verbundenen geringen Domänenwandbreite die kritische Stromdichte für senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Materialien im Vergleich zu der in der Schichtebene magnetisierten Materialien reduziert ist [124].

3 Experimentelles

In dieser Arbeit werden Untersuchungen an epitaktischen Leiterbahnen durchgeführt. Die in vorangegangenen Arbeiten verwendeten experimentellen Methoden [21, 125] mussten daher entsprechend erweitert werden. Ausgehend von epitaktischen Fe-Schichten, die in einer Ultrahochvakuum(UHV)-Kammer durch Elektronenstrahlverdampfung hergestellt werden, wird die Elektronenstrahlolithografie (EBL) verwendet, um einzelne Leiterbahnen aus den Filmen zu strukturieren. Die strukturellen Eigenschaften der Fe-Filme werden in-situ mit niederenergetischer Elektronenbeugung (LEED) untersucht. Die magnetischen Eigenschaften der Filme werden mit Hilfe von Ferromagnetischer Resonanz (FMR) und SQUID-Magnetometrie untersucht. Für die Untersuchung einzelner Leiterbahnen wird die Rasterkraftmikroskopie (AFM) und Magnetkraftmikroskopie (MFM) verwendet. Hochauflösende magnetische Abbildungen werden zusätzlich mit einem Photoemissions-Elektronenmikroskops (PEEM) erzielt, welches durch den Betrieb an einer Synchrotron-Strahlungsquelle (Bessy, Berlin) magnetische Auflösung in einem Bereich von 30 nm erlaubt. Zusätzlich wird die Kerr-Mikroskopie eingesetzt. Die erhaltenen Ergebnisse werden mit theoretischen Rechnungen verglichen, die mit dem objektorientierten mikromagnetischen Simulationsprogramm OOMMF [30] durchgeführt werden. Abschließend werden an einzelnen Leiterbahnen Magnetowiderstandsmessungen sowohl bei tiefen Temperaturen als auch bei Zimmertemperatur durchgeführt. In den folgenden Unterkapiteln werden sowohl die Herstellungsmethoden für die Filme als auch die Charakterisierungsmethoden, die für die Filme und die Leiterbahnen eingesetzt werden, vorgestellt.

3.1 Probenpräparation

3.1.1 UHV-Kammer

Die in dieser Arbeit untersuchten Leiterbahnen werden aus epitaktischen Fe-Filmen präpariert, welche auf GaAs-Substraten mit einer (110)-Oberfläche mit den Abmessungen $3.9 \text{ mm} \cdot 3.9 \text{ mm} \cdot 0.5 \text{ mm}$ hergestellt werden. Es handelt sich um Si-dotiertes GaAs mit einer Ladungsträgerkonzentration von $0.9\text{-}1.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Zunächst werden diese Substrate in mehrfachen Aceton- und Isopropanol-Ultraschallbädern gereinigt.

Die epitaktischen Fe-Filme werden in einer UHV-Kammer hergestellt, deren Aufbau in einer vorangegangenen Diplomarbeit ausführlich beschrieben wurde [126]. Als Pumpen stehen eine Turbomolekularpumpe (LeyboldTM Turbovac 361), eine Ionengetterpumpe (VarianTM VacIon Plus 300) und eine Titansublimationspumpe zur Verfügung. Dadurch lässt sich ein Basisdruck von $p_{min} = 6 \cdot 10^{-11}$ mbar erreichen. Ein Druck in diesem Bereich ist wichtig für die Sauberkeit der Substrate, daher ist die Möglichkeit leere Substrate in die Kammer zu bringen, ohne den Druck zu verschlechtern, unbedingt erforderlich. Dies wird in diesem Fall durch einen Transfermechanismus zu einer anderen Vakuumkammer mit einem Druck $p < 1 \cdot 10^{-8}$ mbar ermöglicht. Nähere Details zum Transfermechanismus finden sich in einer anderen Arbeit [127]. Die Konstruktion des Probenhalters erlaubt es weiterhin, die Temperatur mit Hilfe eines K-Typ-Thermoelements zu bestimmen. Durch einen zusätzlich um ein Keramikröhrchen gewickelten Wolfram-Draht in dem Probenhalter kann der Probenhalter auf bis zu 900 K geheizt werden. Hierfür ist eine Heizleistung von etwa $P = 40$ W nötig. Kühlen des Probenhalters ist über thermischen Kontakt mit einem Kryostaten, der mit flüssigem Helium befüllt werden kann, möglich.

Zur abschließenden Reinigung der Substrate wird eine Prozedur angewendet, die aus Ausheizen und Beschuss mit Ar^+ -Ionen besteht. Der Erfolg dieser Methode wird stets mit Hilfe von LEED-Messungen überprüft. Nach Optimierung der Ausheizparameter sowie der Ar^+ -Ionen-Ätzzeiten hat sich folgendes Vorgehen als optimal erwiesen: Zuerst wird die Probe bei Zimmertemperatur für 30 Minuten bei einem Ar-Druck von etwa $p \approx 2 \cdot 10^{-5}$ mbar mit Ar^+ -Ionen beschossen. Anschließend wird die Probentemperatur mit einer Rate von etwa 30 K/min auf 870 K erhöht. Bei dieser Temperatur wird die Probe für weitere 90 Minuten mit Ar^+ -Ionen behandelt, bevor sie abschließend für weitere 60 Minuten ohne Ar^+ -Ionen auf 870 K gehalten wird. Danach wird die Heizung abgeschaltet, so dass sich die Probe langsam auf Zimmertemperatur abkühlt.

Für die Schichtherstellung steht ein Vierfach-Elektronenstrahlverdampfer (Oxford ScientificTM OS-Vap-4p) zur Verfügung, der mit den Materialien Fe, Ag, Pt und Au ausgestattet ist. Als Aufdampfmaterialien werden hochreine Materialien mit einer Reinheit von besser als 99.99% verwendet. Die aufgedampfte Schichtdicke wird durch gleichzeitiges Bedampfen einer Quarzwaage bestimmt. Diese wurde mit Hilfe von AFM-Messungen sowie Röntgenkleinwinkelbeugung kalibriert. Während des Aufdampfens bleibt der Druck unterhalb von $p_D = 9 \cdot 10^{-10}$ mbar. Die Aufdampfrate für Fe wird auf etwa eine Monolage pro Minute eingestellt, um epitaktisches Wachstum zu gewährleisten. Der Aufdampfprozess findet bei Zimmertemperatur statt. Die hergestellten Fe-Schichten werden nach der Charakterisierung der Schichten mit Hilfe von LEED-Messungen und Auger-Elektronen Spektroskopie (AES) mit 2 nm Ag und 3 nm Pt abgedeckt. Diese Materialien werden gewählt, da Ag nicht mit Fe mischt [127] und Pt eine Oxidation der darunter liegenden Materialien verhindert.

3.1.1.1 Niederenergetische Elektronenbeugung

Die Qualität der Substratoberfläche sowie die Qualität der Fe-Filme wird in-situ mit Hilfe von niederenergetischer Elektronenbeugung (LEED) untersucht. Aufgrund der geringen Eindringtiefe von niederenergetischen Elektronen ist deren Beugung eine äußerst oberflächensensitive Methode [128]. Hierbei wird ein Elektronenstrahl mit einer Primärenergie im Bereich von unter 300 eV senkrecht auf die Probenoberfläche gestrahlt. Für Elektronen in diesem Energiebereich liegt die de-Broglie Wellenlänge

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (3.1)$$

im Bereich interatomarer Abstände. Wenn die Elektronen an einer atomar geordneten Oberfläche elastisch gestreut werden, wird daher ein Beugungsbild der zweidimensionalen Oberfläche auf dem Fluoreszenzschirm beobachtet. Das LEED-Bild ist hierbei ein Bild der Oberflächensymmetrie im reziproken Raum [129]:

$$\vec{k}' - \vec{k}_0 = \vec{G}_{hkl} \quad (3.2)$$

Dabei ist \vec{k}_0 der Wellenvektor der einfallenden Strahlung, \vec{k}' der Wellenvektor der gestreuten Strahlung und \vec{G}_{hkl} ein reziproker Gittervektor. Zur graphischen Herleitung des Beugungsbildes wird die Ewald-Kugel Konstruktion benutzt, die in Abbildung 3.1a) schematisch für den Fall der Beugung an einer zweidimensionalen Struktur gezeigt ist. Die Abbildung zeigt hierbei einen Schnitt durch die Ewald-Kugel, die als Radius den Betrag des einfallenden Wellenvektors \vec{k}_0 hat. Da ein zweidimensionales Gitter als ein dreidimensionales Gitter mit unendlicher Periodizität in der dritten Raumrichtung betrachtet werden kann, wird der Abstand der im dreidimensionalen vorhandenen reziproken Gitterpunkte auf Null reduziert und somit entstehen aufgrund der niedrigeren Dimension Gitterstäbe, die als durchgezogene Linien gezeichnet sind. Der einfallende Vektor \vec{k}_0 ist so eingezeichnet, dass er auf den reziproken Gitterpunkt (0,0) zeigt. Schnittpunkte der Ewald-Kugel mit den reziproken Gitterstangen sind dann mögliche Streurichtungen. \vec{k}'_1 und \vec{k}'_2 sind zwei beispielhafte Vektoren, auf die dies zutrifft. Da nur elastische Streuung vorliegt, sind die Vektoren \vec{k}'_i betragsgleich. Abbildung 3.1b) zeigt das reziproke Gitter für den Fall, dass das Gitter im Realraum nicht perfekt zweidimensional ist, sondern noch eine leichte z-Periodizität aufweist, die innerhalb der Eindringtiefe der Elektronen ist. Hier bilden sich dann periodische Ausbuchtungen an den Gitterstäben aus, die der Übergang zu den Gitterpunkten sind. Diese spiegeln die leichte Gitterperiodizität in z-Richtung wider.

Mit Hilfe des erhaltenen LEED-Bildes können qualitative Aussagen über die Qualität der untersuchten Oberfläche gemacht werden. Eine gutgeordnete Oberfläche zeigt scharfe, helle Punkte bei niedriger Hintergrundintensität. Selbst bei einem perfekten

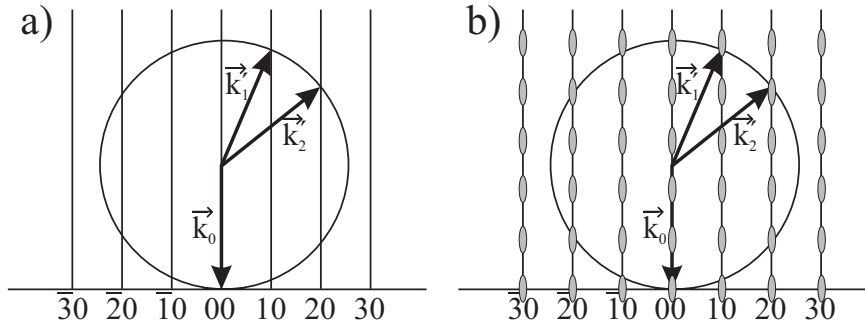


Abbildung 3.1: a) Ewald-Kugel Konstruktion für die Elektronenbeugung an einer zwei-dimensionalen Struktur. \vec{k}_1 und \vec{k}_2 sind zwei verschiedene mögliche Beugungsrichtungen, in der am Fluoreszenzschirm ein scharfer Punkt beobachtet werden kann. b) Darstellung des reziproken Gitters beim Übergang von zwei zu drei Dimensionen.

Gitter ist allerdings stets eine endliche Punktbreite zu beobachten, da die Transferlänge des Elektronenstrahls, die vergleichbar zur Kohärenzlänge ist [128], nur im Bereich von 10 nm ist. Falls strukturelle Defekte oder kristallografische Fehler vorhanden sind, ist dies durch eine zusätzliche Verbreiterung der Punkte und eine Erhöhung der Hintergrundintensität zu bemerken. Falls keine Punkte beobachtet werden können, liegt dies an einer ungeordneten, amorphen oder polykristallinen Oberfläche.

Anhand der geometrischen Punktposition sind Rückschlüsse auf die Geometrie des reziproken Gitters und somit auch auf die Oberflächenstruktur im Realraum möglich. Somit kann anhand des LEED-Bildes beispielsweise zwischen kubisch raumzentrierten (bcc) und kubisch flächenzentrierten (fcc) Gittern unterschieden werden.

3.1.1.2 Intensitäts-Spannungs-Kennlinien bei niederenergetischer Elektronenbeugung

Die bisher genannten Aspekte betreffen nur die laterale Oberflächenstruktur der Probe, geben allerdings keine Information über die vertikalen Gitterabstände der Probe. Eine weitere Analysemöglichkeit bietet das sogenannte IV-LEED, bei dem die Intensität des (0,0)-Reflexes als Funktion der Elektronenenergie gemessen wird. Durch Variation der Elektronenenergie wird systematisch die Wellenlänge λ und somit der Wellenvektor \vec{k}_0 variiert. Dadurch ändert sich der Radius der Ewald-Kugel, wodurch nacheinander die in Abbildung 3.1b) gezeigten Strukturen des reziproken Gitters auf der Ewaldkugel lie-

gen und somit die Intensität der Reflexe abwechselnd Minima und Maxima durchläuft. Dies lässt sich vereinfacht durch die Bragg-Bedingung beschreiben:

$$2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda \quad (3.3)$$

Hier ist d_{hkl} der Netzebenenabstand und θ der Einfallswinkel der Elektronen. Der Einfallswinkel wird wenige Grad abweichend von der Probennormalen gewählt, um den (0,0)-Reflex beobachten zu können. Dieser ist bei senkrechtem Einfall durch die Elektronenkanone verdeckt. Somit ergibt sich unter Verwendung der de-Broglie Wellenlänge $\lambda = h/\sqrt{2mE}$ für die Energien, für die Bragg-Reflexe beobachtet werden können [130]:

$$E = \frac{h^2}{8d_{hkl}^2 m \sin^2 \theta} n^2 + V \quad (3.4)$$

Hierbei wurde zusätzlich das sogenannte innere Potential der Probe V , welches durch eine Oberflächenpotentialbarriere an der Kristall-Vakuum Grenzfläche entsteht [131], eingeführt. Demnach kann aus einem Diagramm, in dem die Energie der Intensitätsmaxima über dem Ordnungsquadrat aufgetragen ist, die vertikale Gitterkonstante der Probe bestimmt werden.

Eine genauere Simulation der IV-LEED-Spektren ist ebenfalls möglich, aber sehr komplex, da das bisher beschriebene Modell von freien Elektronen ausgeht [132]. Für eine genaue Simulation der IV-LEED-Spektren ist zusätzlich eine genaue Kenntnis der Bandstruktur nötig. Diese führt zu sogenannten sekundären Intensitätsmaxima, die durch Vielfachstreuung entstehen [133]. Bei Vernachlässigung dieser Nebenmaxima ist es allerdings mit dem oben beschriebenen Verfahren möglich, die Gitterkonstante zu bestimmen [134].

3.1.1.3 Auger-Elektronen Spektroskopie

Die Auger-Elektronen Spektroskopie (AES) ist eine oberflächensensitive Methode, die es erlaubt, die chemische Zusammensetzung der Oberfläche zu bestimmen. Das Verfahren ist schematisch in Abbildung 3.2 für einen KLL-Übergang gezeigt [135]. Hierbei werden Primärelektronen mit einer Energie im Bereich von 1-5 keV auf die Probe gestrahlt. Die Energie ist ausreichend, um ein kernnahes Elektron aus dem Atom zu entfernen, in der gezeigten Abbildung ein Elektron aus der K-Schale. Es gibt nun verschiedene Möglichkeiten, wie das Atom in den Grundzustand zurückkehren kann. Bei der Röntgenfluoreszenz fallen Elektronen der höheren Schalen unter Emission eines Photons im Röntgenbereich auf die inneren Schalen zurück. Dieser Prozess wird bei Atomen mit hoher Ordnungszahl häufiger beobachtet. Der andere hier ausgenutzte Prozess ist das Zurückfallen eines Elektrons auf die inneren Schalen unter Aussendung eines weiteren Elektrons, des sogenannten Auger-Elektrons. Für den Fall, dass

ein Elektron aus der L-Schale auf die K-Schale zurückfällt und ein L-Elektron ausgesandt wird, wird von einem KLL-Übergang gesprochen. Da die kinetische Energie des Auger-Elektrons durch die Energieabstände eindeutig festgelegt ist, ist sie charakteristisch für das Material, aus dem das Auger-Elektron stammt. Wird also als Funktion der Elektronenenergie die Anzahl der emittierten Elektronen detektiert, so werden je nach Element charakteristische Maxima gemessen. Da die Austrittstiefe der Auger-Elektronen sehr gering ist, ist die Auger-Elektronen-Spektroskopie eine sehr oberflächensensitive Methode. Aus der relativen Intensität der Maxima ist es weiterhin anhand von Referenzspektren möglich, die chemische Zusammensetzung der Oberfläche zu bestimmen [136]. Aus der Beschreibung des Auger Prozesses wird deutlich, dass nur Elemente mit mindestens drei Elektronen Auger-Elektronen aussenden können.

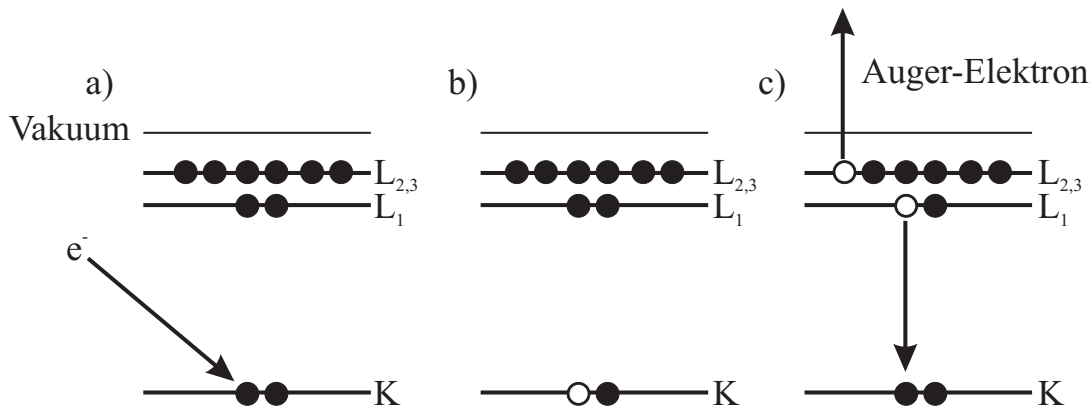


Abbildung 3.2: Schema der für die Auger-Elektronen Spektroskopie grundlegenden Vorgänge. a) Ein eintreffendes Elektron trifft auf ein Elektron auf einer der unteren Schalen. b) Das Elektron wird in einen Vakuumenergiezustand angehoben, das Atom also ionisiert c) Aus einer höheren Schale fällt ein Elektron zurück. Die dadurch freiwerdende Energie geht auf ein weiteres Elektron über, welches mit einer charakteristischen Energie das Atom verlassen kann.

In dieser Arbeit wird ein Staib InstrumentsTM DESA 100 Augerspektrometer verwendet. Die Primärelektronenenergie kann im Bereich von 0-7 keV variiert werden, der Elektronenstrahl ist dabei auf einen Bereich der Breite $b \approx 1$ mm fokussiert. Der Strahlstrom liegt im Bereich von 1 μ A. Dieser geringe Strahlstrom ist wichtig, da bei zu hohen Strömen Verbindungen des Restgases aufgebrochen werden und diese auf der Probe deponiert werden. Die zu analysierenden Elektronen treffen auf einen zylindrischen Spiegelanalysator (CMA). Durch Variation der Spannung zwischen der inneren und äußeren Elektrode kann jeweils eine bestimmte Elektronenenergie ausge-

wählt werden, die auf einen Elektronenvervielfacher trifft. Um die Empfindlichkeit zu erhöhen, wird das Signal mit Hilfe von Lock-In-Technik detektiert. Hierbei wird die Spannung am CMA mit einer Frequenz von 290 Hz moduliert. Dies führt dazu, dass das Ableitungssignal detektiert wird und nicht direkt die Anzahl der Elektronen. Da dies das übliche Verfahren zur AES ist, sind in den entsprechenden Referenzspektren bereits die Ableitungssignale enthalten [136].

3.1.2 Elektronenstrahlolithografie

Die in der in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen UHV-Kammer hergestellten Filme werden mit Hilfe der Elektronenstrahlolithografie in einzelne Leiterbahnen mit Breiten von 100 nm bis zu 3 μm unterteilt. Die grundsätzliche Vorgehensweise dazu ist in Abbildung 3.3 schematisch gezeigt. Der in der UHV-Kammer hergestellte, abgedeckte epitaktische Fe-Film (Abbildung 3.3a) wird mit einem Elektronenstrahl-empfindlichen Lack beschichtet. Grundsätzlich wird zwischen zwei verschiedenen Arten von Lacken unterschieden: Positiv- und Negativlacken. In vorangegangenen Arbeiten sind Lacksysteme bestehend aus Positivlack ausführlich getestet worden [21, 137]. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgehend von Filmen Leiterbahnen strukturiert werden, ist es zweckmäßig, einen Negativlack - in diesem Fall den Lack AR-N 7520 der Firma Allresist - zu verwenden.

Dieser wurde zunächst für die Verwendung optimiert. Der Lack wird bei einer Umdrehungszahl von 10000 U/min auf das Substrat aufgeschleudert und anschließend für 2 Minuten bei einer Temperatur von 85 °C ausgehärtet. Die Belichtung des Lacks erfolgt in einem Sekundärelektronenmikroskop (SEM) der Firma LEO (Typ 1530) mit einer Schreibeinheit der Firma Raith. Hierzu wird eine Beschleunigungsspannung von 10 kV bei einer Blendengröße von 7.5 μm verwendet. Dies führt zu einem Strahlstrom von etwa 5 pA. Die Belichtungszeiten werden so gewählt, dass sie einer Dosis von 30 $\frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ entsprechen. An den belichteten Stellen verhärtet sich der Lack, so dass sich die Löslichkeit in dem später verwendeten Entwickler verringert. Zur Entwicklung wird anschließend der kommerziell erhältliche Entwickler der Firma Allresist (Typ AR 300-47) verwendet. Nach einem Entwicklungsprozess von 60 Sekunden wird die Entwicklung in einem Wasserbad gestoppt. Danach wird die Probe mit den darauf befindlichen Strukturen aus Lack (Abbildung 3.3b) in eine im Rahmen dieser Arbeit gebaute Hochvakuumkammer eingebaut. Die Kammer hat einen Basisdruck von $p_B = 5 \cdot 10^{-8}$ mbar. Über ein Feindosierventil ist es möglich, Argon mit einem Partialdruck von $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-5}$ mbar einzulassen. Die Argon-Atome werden ionisiert und mit einer Spannung von 0.5 kV auf die Probe beschleunigt. Die auf die Probe auftreffenden Ar^+ -Ionen tragen bei ihrem Aufschlag Material von der Probe ab (Abbildung 3.3c). Hierbei wird sowohl der Lack als auch die unbedeckte Schicht abgetragen, der unter dem Lack befindliche Teil der Schicht ist jedoch geschützt und bleibt erhalten. Nach

diesem Ätzprozess wird die Probe in einem heißen Acetonbad, welches durch Ultraschall unterstützt wird, von dem Lack befreit und es verbleiben einzelne epitaktische Strukturen auf der Probe (Abbildung 3.3d).

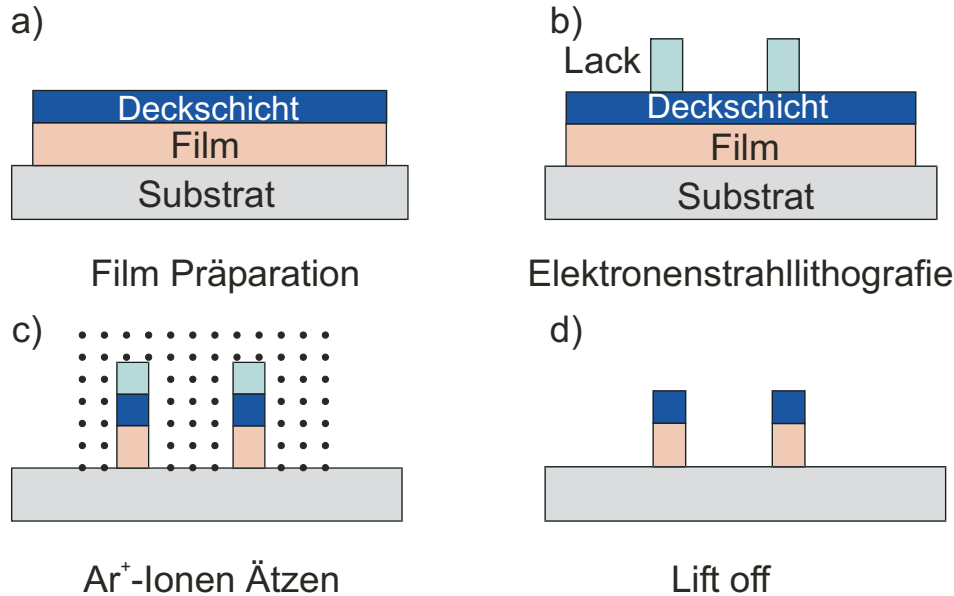


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Prozessschritte zur Strukturierung eines Films: Ausgehend von einem Film (a) wird zunächst ein Negativlack auf dem Substrat strukturiert (b). Beim nachfolgenden Ätzprozess mit Ar^+ -Ionen schützt dieser Lack die darunterliegenden Strukturen. Der restliche Film wird entfernt (c). Abschließend wird mit Hilfe von heißem Aceton der Lack entfernt (d).

Um einen Einfluss der Kontaktierung auf den magnetischen Zustand der Leiterbahn zu vermeiden, müssen die Leiterbahnen mit einem nichtmagnetischen Material kontaktiert werden. Daher muss ein weiterer EBL Schritt durchgeführt werden. Hierzu wird ein Positivlack der Firma Allresist vom Typ Copolymer 6% verwendet. Dieser ist bereits in vorangegangenen Arbeiten zur Kontaktierung von Leiterbahnen eingesetzt worden [21, 74]. Er wird für 30 Sekunden mit 6000 Umdrehungen pro Minute aufgeschleudert und anschließend bei 150 °C für 10 Sekunden ausgeheizt. Für die Belichtung wird eine Beschleunigungsspannung von 5 kV bei einer 30 μm großen Blende verwendet. Dies führt zu einem Strahlstrom von etwa 100 pA. Die zur Belichtung notwendige Dosis beträgt 20 $\frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$. Um die notwendige Präzision bei der Kontaktierung zu erreichen, werden zusätzlich Marken benutzt, die im ersten Schritt hergestellt wurden.

Durch das Einjustieren anhand dieser Marken ist es möglich, eine Justiergenauigkeit des Kontaktlayouts relativ zu den Leiterbahnen von etwa 200 nm zu erreichen.

Nach der Entwicklung in einer Mischung aus 25% Methylisobutylketon und 75% Isopropanol werden die Proben in eine weitere Aufdampfkammer eingebaut. Dort steht eine thermische Goldquelle zur Verfügung. Für die Kontaktierung wird typischerweise eine Schichtdicke von 100 nm verwendet. Die Kontaktierung wird durch den Lift-off Prozess, bei dem die Lackschicht mit dem daraufliegenden Gold in einem heißen Acetonbad abgelöst wird, abgeschlossen.

Abbildung 3.4 zeigt eine SEM-Aufnahme einer mit Gold kontaktierten epitaktischen Fe-Leiterbahn auf GaAs(110). Von links nach rechts verlaufend ist die Fe-Leiterbahn zu erkennen, von oben kommend sind die vier Gold-Kontakte zu erkennen, die eine Vierpunkt-Widerstandsmessung der Leiterbahn ermöglichen. Hierbei dienen die beiden äußeren Kontakte als Stromzuführungen, während die Spannung an den beiden inneren Kontakten gemessen wird. Diese Kontakte enden mit $100\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ großen Flächen, von denen aus später mit Hilfe eines Draht-Bonders der elektrische Kontakt zu einem Chipcarrier hergestellt wird. Dazu wird die Probe mit Silberleitkleber auf diesem Chipcarrier befestigt. Mit Hilfe der $20\text{ }\mu\text{m}$ durchmessenden Aluminium-Bonddrähte werden die Kontaktflächen dann mit den Kontakten des Chipcarriers verbunden. Auf den verwendeten Chipcarrier können bis zu vier Leiterbahnen gleichzeitig in Vierpunktgeometrie elektrisch kontaktiert werden.

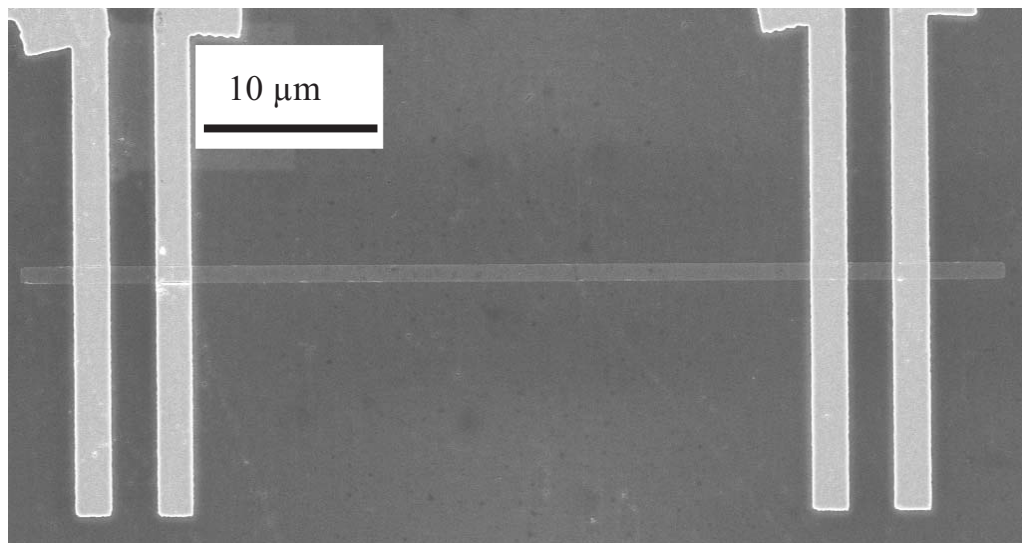


Abbildung 3.4: SEM-Aufnahme einer mit Gold kontaktierten, epitaktischen Fe-Leiterbahn auf GaAs(110).

3.2 Magnetische Charakterisierung

Um das Magnetowiderstandsverhalten einzelner Leiterbahnen analysieren zu können, ist es wichtig, die magnetischen Eigenschaften der Probe zu kennen. Diese werden mit verschiedenen Methoden sowohl für epitaktische Fe-Filme, als auch für einzelne Leiterbahnen bestimmt. Zunächst werden die magnetischen Anisotropieenergien von Filmen mit Hilfe von Ferromagnetischer Resonanz untersucht. Vergleichsmessungen an großflächigen Leiterbahn-Arrays werden ebenfalls durchgeführt. Mikroskopie an einzelnen Leiterbahnen wird mit Hilfe der Magnetkraftmikroskopie, der Kerr-Mikroskopie und mit einem Photoemissions-Elektronenmikroskop durchgeführt.

3.2.1 Ferromagnetische Resonanz

Für die FMR-Messungen, die in dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurde eine kommerzielle Apparatur der Firma Bruker vom Typ Elexsys verwendet. Das Magnetfeld wird durch einen Elektromagneten bereitgestellt, der bei Bedarf mit Polschuhen ausgestattet werden kann. Das Magnetfeld kann dadurch in einem Bereich $0 \text{ T} < B < 2.17 \text{ T}$ variiert werden. Für die Messungen stehen verschiedene Resonatoren und Mikrowellenquellen zur Verfügung. Im Rahmen dieser Arbeit wird im Wesentlichen ein Resonator mit einer Eigenfrequenz von etwa 9.5 GHz verwendet. Dieser verfügt über eine Güte von etwa 4000. Mithilfe eines Goniometers ist es sowohl möglich, den Winkel zwischen der Probe und dem externen Magnetfeld innerhalb der Schichtebene zu variieren, als auch die Probe so zu drehen, dass das Magnetfeld senkrecht zur Schichtebene angelegt ist. Dies erlaubt die Bestimmung der Anisotropiefelder der Probe. Zur Detektion wird mit Hilfe von Lock-In Technik ein feldmoduliertes Signal aufgenommen. Dies führt dazu, dass die Ableitung einer Absorptionslinie detektiert wird. Die Modulationsspulen erlauben es, maximale Modulationsfelder von 3 mT einzustellen. Zur Vermeidung von Einflüssen der Modulation auf die Linienbreite werden jedoch deutlich geringere Modulationen verwendet. Das Magnetfeld des Mikrowellenfeldes im Resonator ist für Messungen innerhalb der Schichtebene so orientiert, dass es senkrecht zur Schichtebene zeigt. Die Sensitivität der FMR erlaubt es, für typische Linienbreiten der hier verwendeten Materialien etwa 10^{12} Spins zu detektieren [138]. Daher ist es nicht möglich, einzelne Leiterbahnen magnetisch zu charakterisieren, da diese auch für Leiterbahnen von 2 μm Breite aus weniger als 10^{11} Spins bestehen. Durch Präparation von Leiterbahnarrays bestehend aus etwa 500 Leiterbahnen ist es allerdings möglich, die Eigenschaften eines Ensembles gleicher Leiterbahnen zu untersuchen.

3.2.2 Magnetkraftmikroskopie

Für die magnetische Charakterisierung einzelner Leiterbahnen wird die Magnetkraftmikroskopie (MFM) eingesetzt. Das MFM ist eine Weiterentwicklung des Rasterkraftmikroskops (AFM). Bei dem MFM wird eine schwingende, magnetische Spitze über die Probe gerastert. Die Wechselwirkung zwischen dem Streufeld der Probe und der Magnetisierung der Spitze verändert die Phase der Schwingung:

$$\Delta\Phi \propto \frac{dF_z}{dz} \quad (3.5)$$

Die Spitze ist üblicherweise senkrecht zur Schichtebene - parallel zur z-Richtung - magnetisiert. Dadurch sind nur Änderungen des Kraftgradienten in z-Richtung detektierbar. Die Kraft in z-Richtung ist proportional zur 1. Ableitung der z-Komponente des Streufeldes, somit ist die 2. Ableitung des Streufeldes für die Phasenverschiebung verantwortlich. Für eine quantitative Auswertung der MFM-Bilder ist eine genaue Kenntnis der Spitzenmagnetisierung notwendig [139]. Hierfür ist ein aufwändiger Kalibrierungsprozess nötig. Qualitative Aussagen über die Magnetisierung der Probe sind schon ohne eine Kalibrierung der MFM-Spitzen möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wird an zwei verschiedenen MFMs gearbeitet. Für MFM-Bilder in Remanenz wird ein Modell der Firma Veeco vom Typ D3000 verwendet. An diesem Mikroskop können jedoch keine externen Magnetfelder angelegt werden. Für MFM-Bilder in äußeren Magnetfeldern sowie für elektrische Messungen, die während der MFM-Messung durchgeführt werden, wird ein XE70 von Park Systems verwendet. Hier können in der Schichtebene Magnetfelder bis zu 200 mT angelegt werden. Die für die Magnetowiderstandsmessungen verwendeten Chipcarrier können hier ebenfalls eingesetzt werden. Somit ist eine Vierpunkt-Widerstandsmessung während einer MFM-Messung möglich. Details zu diesem Mikroskop sind einer vorangegangenen Diplomarbeit zu entnehmen [140].

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden MFMs ist, dass bei dem MFM der Firma Park nur eine einzige Linie mit konstantem Abstand zwischen der Spitze und der Probe aufgenommen wird, um das MFM-Signal zu erhalten. Bei dem MFM der Firma Veeco hingegen wird zunächst die Topographie der Probe bestimmt und dann in einem bestimmten Abstand zur Probe das MFM-Signal detektiert. Durch die zusätzliche Topographielinie tritt hierbei stets eine Wechselwirkung zwischen der magnetischen Spitze und der Probe ein.

3.2.3 Kerr-Mikroskopie

Für die direkte Abbildung der lokalen Magnetisierung eignet sich ein Kerr-Mikroskop. Mit diesem lassen sich unter idealen Bedingungen Auflösungen von etwa 300 nm er-

reichen [28]. Das Mikroskop basiert auf der Ausnutzung des magneto-optischen Kerr-Effektes (MOKE). Im Rahmen dieser Arbeit wird für die Untersuchung der strominduzierten Domänenwandbewegung in senkrecht magnetisierten Multilagensystemen der polare Kerr-Effekt ausgenutzt, daher wird im Folgenden nur darauf eingegangen. Hierbei trifft linear polarisiertes Licht in nahezu senkrechter Geometrie auf eine senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Probe. Bei der Reflexion des Lichtes kommt es zu einer Drehung und Elliptizität des linear polarisierten Lichtes.

Zur Kerr-Elliptizität muss ein komplexes Modell herangezogen werden [141], auf das hier jedoch nicht weiter eingegangen wird. Die Kerr-Drehung kann in einem einfachen Modell beschrieben werden. Durch das einfallende Licht werden die Elektronen der Probe in der Richtung der Polarisierung des Lichtes zu Schwingungen angeregt. Die Abstrahlcharakteristik dieser Elektronen weist nun zunächst die gleiche Polarisationsachse auf. In ferromagnetischen Materialien ist jedoch ein internes Magnetfeld vorhanden, welches die Bahn der sich bewegenden Elektronen aufgrund der Lorentzkraft verändert. Dies führt dann direkt zu einer Veränderung der Polarisationsachse des reflektierten Lichtes.

Dieser Effekt kann zum einen ausgenutzt werden, um Hysterekurven aufzunehmen, in dem die globale reflektierte Intensität nach Durchlaufen eines Analysators mit einer Photodiode detektiert wird. Zum anderen kann in einem Lichtmikroskop, das zusätzlich mit einem Polarisator und einem Analysator ausgestattet ist, eine CCD-Kamera als Detektor verwendet werden, um orts aufgelöste Bilder der Kerr-Drehung aufzunehmen. Da diese proportional zur Magnetisierung ist, kann so der magnetische Zustand der Probe abgebildet werden. Da der magnetische Kontrast zusätzlich von Topographiesignalen überlagert ist, wird zunächst in einem definierten magnetischen Zustand, üblicherweise in Sättigung der Probe, ein Referenzbild aufgenommen. Durch Differenzbildung des neuen Bildes mit dem Referenzbild verschwindet das Topographiesignal und es verbleibt lediglich das magnetische Signal der Probe.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Kerr-Mikroskopie Aufnahmen in Zusammenarbeit mit Herrn Dr. R. Schäfer und Herrn Dr. J. McCord am IFW Dresden sowie mit Herrn J. Rhensius, Herrn Dr. T. Kleinfeld und Herrn Prof. Dr. W. Kleemann an der Universität Duisburg-Essen durchgeführt.

3.2.4 Photoemissions-Elektronenmikroskopie

In diesem Abschnitt wird die Funktionsweise eines Photoemissions-Elektronenmikroskops (PEEM) erläutert, wobei insbesondere ein PEEM in Kombination mit einer Synchrotron Strahlungsquelle vorgestellt wird, welches üblicherweise als XPEEM bezeichnet wird. Beim PEEM wird eine Probe mit Photonen beleuchtet, so dass Photoelektronen aus der Probe austreten. Diese werden über eine Elektronenoptik late-

ral abgebildet. Die Möglichkeit das PEEM mit einer Synchrotron-Strahlungsquelle zu betreiben, erweitert die Vorteile des PEEM aufgrund der durchstimmbaren Röntgenstrahlung um Elementspezifität. Durch Einstellen der Primärenergie auf die Absorptionskante des zu untersuchenden Materials werden somit hauptsächlich in diesem Material Photoelektronen emittiert.

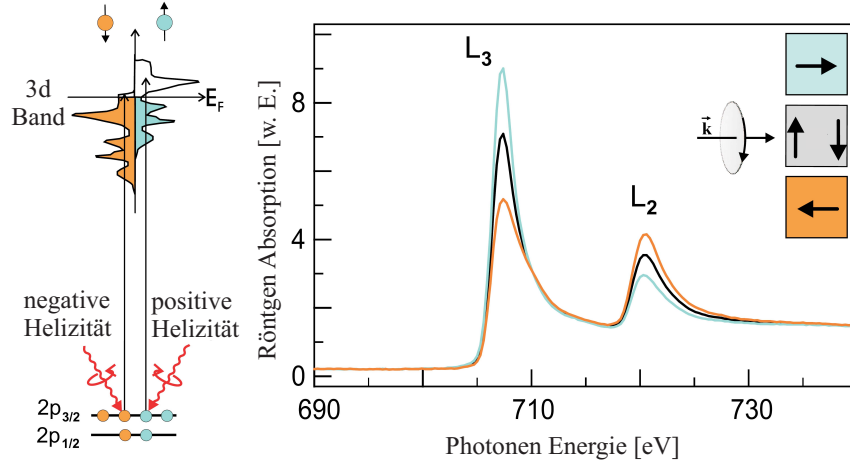


Abbildung 3.5: Röntgenabsorptionsspektren für verschiedene Magnetisierungsrichtungen bei fester Helizität der Synchrotronstrahlung. Aus [29].

Neben den konventionellen Kontrastmechanismen durch unterschiedliche Austrittsarbeiten sowie dem chemischen Kontrast durch unterschiedliche Absorptionskoeffizienten ist es möglich, magnetischen Kontrast zu erzielen. Hierzu wird der Röntgenzirkulardichroismus (XMCD) ausgenutzt. Laut diesem hängt die Absorption einer magnetischen Probe von der relativen Orientierung der Helizität des Lichtes und der Magnetisierung der Probe ab. Eine Erklärung dazu ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Zustandsdichte der Minoritäts- und Majoritätselektronen sind für die d -Zustände gezeigt. Aufgrund der unterschiedlichen Zustandsdichten an der Fermikante gibt es unterschiedliche Absorptionskoeffizienten für einfallende Photonen unterschiedlicher Helizität. Rechts sind die resultierenden Absorptionsspektren für unterschiedliche Magnetisierungen der Probe gezeigt: Hierbei werden deutlich veränderte Absorptionen gemessen, wenn der Wellenvektor des einfallenden Lichtes parallel, antiparallel bzw. senkrecht zur Magnetisierungsrichtung orientiert ist. Die Differenz der Spektren für parallele und antiparallele Orientierung ist dann das XMCD-Signal [29]. Für die Magnetisierungsrichtungen, bei denen die Magnetisierung senkrecht zum Wellenvektor orientiert ist, wird das gleiche Absorptionssignal gemessen. Für die Entstehung des XMCD-Kontrastes ist es egal, ob die Magnetisierungsrichtung der Probe umge-

kehrt wird oder die Helizität des einfallenden Lichtes geändert wird. Werden mit dem XPEEM demnach Bilder bei zwei verschiedenen Helizitäten aufgenommen und voneinander subtrahiert, so sind in dem Bild die Bereiche zu sehen, die XMCD-Kontrast zeigen. Dieser Kontrastmechanismus ist sensitiv auf die Magnetisierungskomponente parallel zur Einfallrichtung der Synchrotronstrahlung. Parallel (antiparallel) zur Synchrotronstrahlung magnetisierte Bereiche zeigen dann weißen (schwarzen) Kontrast, während Magnetisierungskomponenten senkrecht zu dieser Richtung nicht an der Kontrastgebung beteiligt sind. Durch die Verwendung der Energie der Fe-Kante ist weiterhin gewährleistet, dass nur Fe zu der Kontrastgebung beiträgt.

3.2.5 Mikromagnetische Simulationen

Um die Messungen mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, werden mikromagnetische Simulationen mit Hilfe des frei verfügbaren Programms OOMMF (object oriented micromagnetic framework) durchgeführt [30]. Das Programm integriert numerisch die Landau-Lifshitz Differentialgleichung mit Hilfe eines Euler-Verfahrens erster Ordnung [142]. Für die Berechnung der Energie eines jeweiligen Zustandes können sowohl uniaxiale als auch kubische Anisotropien verwendet werden. Austauschwechselwirkung wird für nächste Nachbarn berücksichtigt. Über einen Zeeman-Energieterm ist es ebenfalls möglich, den Grundzustand in externen Magnetfeldern zu ermitteln. Die Dipol-Dipol Wechselwirkung wird mit Hilfe eines Fast-Fourier Algorithmus berechnet. Die Probe wird hierzu in ein dreidimensionales Gitter zerlegt, wobei die Zellgröße in allen drei Achsen beliebig einstellbar ist. Die Magnetisierungsrichtung jeder Zelle ist hierbei ebenfalls dreidimensional einstellbar.

Die OOMMF-Simulationen können neben dem direkten Vergleich der erhaltenen Zustände in Remanenz bzw. in externen Magnetfeldern noch weiter zum Verständnis der erhaltenen Ergebnisse genutzt werden. Da zellenweise die Richtung der Magnetisierung durch OOMMF berechnet wird, kann der Widerstand der simulierten Struktur aufgrund des AMR-Effektes bestimmt werden. Hierfür wird der Widerstand zellenweise nach Gleichung 2.6 berechnet. Unter der Annahme eines homogenen Stromflusses wird der Gesamtwiderstand der Leiterbahn aufgrund des AMR-Effektes nun aus der Parallel- und Reihenschaltung der einzelnen Zellen ermittelt. Da diese Berechnung nicht in dem frei erhältlichen Code von OOMMF integriert ist und eine manuelle Berechnung aufgrund der Vielzahl der Daten nicht möglich ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Programm in Visual C geschrieben, welches den Widerstand einer simulierten Struktur unter der Angabe der Größe des AMR-Effektes sowie des Grundwiderstandes der Leiterbahn errechnet. Es ist weiterhin möglich, die Enden der Leiterbahn nicht mit in die Berechnung einzubeziehen. Dies erlaubt einen besseren Vergleich mit experimentellen Daten, da im Experiment die Spannungsabgriffe einige Mikrometer vom Ende der Leiterbahn entfernt sind und somit auch im Experiment die Enden der

Leiterbahn nicht zum gemessenen Widerstand beitragen. Eine weitere Übersicht über das Visual C Programm ist im Anhang zu finden.

Die OOMMF-Simulationen werden weiterhin zur Simulation von FMR-Messungen benutzt. Hierzu wird durch ein zeitabhängiges Magnetfeld das im Experiment in z-Richtung angelegte Mikrowellenfeld simuliert. Zusätzlich zu diesem Feld wird ein weiteres, statisches Magnetfeld angelegt, welches in kleinen Schritten immer weiter erhöht wird. Die Oszillation der z-Komponente der Magnetisierung ist demnach ein Maß für die Anregung, die durch das Mikrowellenfeld stattfindet. Typische Quellcodes für die Simulation der FMR-Spektren sind im Anhang aufgelistet.

3.3 Magnetowiderstandsmessungen

Die Magnetowiderstandsmessungen werden an zwei verschiedenen Apparaturen durchgeführt, die für Messungen in unterschiedlichen Temperaturbereichen optimiert sind. Diese beiden Messapparaturen werden im Folgenden kurz erläutert.

3.3.1 Aufbau für Messungen bei tiefen Temperaturen

Zur Durchführung von Magnetowiderstandsmessungen bei tiefen Temperaturen wird ein ^4He -Badkryostat verwendet. Dieser ist in vergangenen Arbeiten bereits ausführlich beschrieben worden [21, 125], daher wird hier nur auf die wesentlichen Eigenschaften eingegangen. Für die Messapparatur stehen zwei verschiedene Probenhalter zur Verfügung. Bei dem einen Probenhalter ist das Magnetfeld senkrecht zur Schichtebene orientiert, während bei dem anderen Probenhalter das Magnetfeld innerhalb der Schichtebene orientiert ist. Zusätzlich ist es bei diesem Probenhalter möglich, die Probe innerhalb der Schichtebene zu rotieren, so dass der Magnetowiderstand sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Geometrie gemessen werden kann. In den weiteren Modifikationen sind die beiden Probenhalter im Wesentlichen gleich aufgebaut. Sie bestehen aus zwei verschiedenen Teilen. Der obere Teil besteht aus Edelstahl zur thermischen Entkopplung der Probe, der untere Teil besteht aus CuBe, um magnetische Streueffekte zu minimieren. An beiden Teilen sind zusätzliche Hitzeschilde angebracht. Im Inneren dieser Rohre werden die elektrischen Zuleitungen geführt, wobei die Strom und Spannungszuleitungen jeweils paarweise verdreht sind. Zusätzlich zu den Messleitungen werden hier ebenfalls Leitungen für den Temperatursensor geführt, der sich auf der Rückseite des Chipcarriersockels befindet.

Mit Hilfe von flüssigem Helium sind temperaturabhängige Messungen im Bereich von 4.2 K bis Zimmertemperatur möglich. Durch Evakuieren des Probenrohres mit einer heliumdichten Drehschieberpumpe werden Messungen bis etwa 1.4 K durchgeführt.

Das Probenrohr ist von einer supraleitenden Spule umgeben, die bei einem Maximalstrom von 92 A ein Magnetfeld von 5 T am Ort der Probe erzeugt. Durch Verwendung eines bipolaren Netztesiles können Messungen in verschiedenen Magnetfeldrichtungen vorgenommen werden.

Der Widerstand wird mit Hilfe einer 16Hz AC Widerstandsmessbrücke der Firma Linear Research, Modell LR700, bestimmt. Die verwendeten Messströme liegen bei maximal $I = 1 \mu\text{A}$ und werden für schmale Leiterbahnen weiter reduziert. Dies vermeidet ein Aufheizen der zu messenden Leiterbahn, welches temperaturabhängige Messungen unmöglich machen würde. Die Messbrücke erlaubt selbst bei diesen kleinen Messströmen eine Genauigkeit bei der Bestimmung des Widerstandes von $\frac{\Delta R}{R} \approx 10^{-6}$.

3.3.2 Aufbau für Messungen bei Zimmertemperatur

Zusätzlich zu dem Tieftemperaturaufbau wurde im Rahmen einer Diplomarbeit ein Aufbau für Magnetowiderstandsmessungen bei Zimmertemperatur aufgebaut [143]. Dieser verfügt über einen Probenhalter, der ähnlich dem des Tieftemperaturaufbaus konstruiert ist. Durch zwei verschiedene Chipcarrierpositionen, in die dieselben Chipcarrier wie in den Tieftemperaturaufbau eingebaut werden können, ist es auch in diesem Aufbau möglich, den Magnetowiderstand sowohl in transversaler als auch in longitudinaler Geometrie zu messen. Durch Drehung des Probenhalters kann ebenfalls der Magnetowiderstand in polarer Geometrie gemessen werden. Für die Magnetfelder steht ein Elektromagnet zur Verfügung, der ein maximales Magnetfeld von $B = \pm 2 \text{ T}$ erzeugt. Die thermische Isolierung des Probenhalters ist ähnlich gestaltet wie beim Tieftemperaturaufbau und erlaubt eine Temperaturstabilität von etwa 20 mK.

Es stehen verschiedene Messmodi zur Verfügung. Es kann sowohl eine reine DC-Messung durchgeführt werden als auch eine AC-Messung oder eine AC-Messung mit DC-Offset. Die Widerstandsmessung erfolgt mit Hilfe einer Messbrücke, die im Rahmen einer Diplomarbeit konstruiert wurde [143]. Für die Widerstandsmessung können die Messströme in einem Bereich von $1 \mu\text{A} < I < 10 \text{ mA}$ variiert werden. Für typische verwendete Messströme von $100 \mu\text{A}$, bei denen noch keine Probenerwärmung auftritt, wird eine Auflösung im Bereich von $\frac{\Delta R}{R} \approx 10^{-5}$ erzielt.

4 Ergebnisse und Diskussion

Die Darstellung der Messergebnisse und ihre Interpretation ist in sechs Teile gegliedert. Im ersten Unterkapitel werden die strukturellen Eigenschaften der Fe-Filme gezeigt. Die Bestimmung ihrer magnetischen Eigenschaften wird im zweiten Teil ausführlich behandelt. Der dritte Teil zeigt das Ummagnetisierungsverhalten einzelner Leiterbahnen. Hierzu werden die Messungen, die mit Hilfe von Magnetkraftmikroskopie und Magnetowiderstand durchgeführt werden, auch mit mikromagnetischen Simulationen verglichen. Quantentransportphänomene - schwache Lokalisierung und erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung - werden im vierten Abschnitt behandelt. Im fünften Teil werden Magnetowiderstandsmessungen zur Bestimmung des Domänenwandwiderstandes gezeigt. Einflüsse des Anisotropen Magnetowiderstandes werden auf der Basis von mikromagnetischen Rechnungen ausführlich diskutiert. Im sechsten Abschnitt wird die Domänenwandbewegung aufgrund eines gepulsten Stromes diskutiert. Hierzu wird im Besonderen auf den Einfluss der Temperaturerhöhung durch den Strompuls und den Einfluss des Oersted-Feldes eingegangen.

4.1 Strukturelle Charakterisierung der Fe-Filme

Die Fe-Filme werden auf im UHV gereinigten GaAs(110)-Substraten präpariert. Zunächst wird daher die Qualität der Substrate anhand von LEED-Messungen sowie mit Hilfe von AES überprüft.

Abbildung 4.1 zeigt einen Vergleich von zwei AES-Untersuchungen, die an einem Substrat vor und nach der in Abschnitt 3.1 beschriebenen in-situ Reinigungsprozedur durchgeführt wurden. Das Diagramm zeigt die Anzahl der detektierten Auger-Elektronen als Funktion der Energie, wobei aufgrund der Lock-In Messtechnik das Ableitungssignal detektiert wird. In schwarz dargestellt ist eine Messung an einem nicht gereinigten Substrat. Hier sind deutlich bei etwa 500 eV die drei typischen Sauerstofflinien zu erkennen [136, 144]. Als weitere Verunreinigung der Oberfläche ist Kohlenstoff bei einer Energie von 270 eV zu finden. Neben diesen Verunreinigungen sind auch bei Energien im Bereich von 1000 eV-1250 eV die für Ga bzw. As typischen Linien zu erkennen. Nach der Reinigung des Substrates wurde das in rot dargestellte Spektrum aufgenommen. Hierbei ist zunächst zu bemerken, dass in dem Bereich,

wo Sauerstoff und Kohlenstoff ihre typischen Emissionslinien haben, keine Emissionen gefunden wurden. Dies beweist, dass die Reinigung der Substrate erfolgreich war. Weiterhin ist zu bemerken, dass die Intensitäten der Ga- und As-Emissionslinien im Vergleich zu dem ungereinigten Substrat etwa verdoppelt wurden. Dies lässt sich dadurch erklären, dass in diesem Fall keine Sauerstoff- und Kohlenstoffbedeckung des Substrates mehr vorliegt, sondern reines GaAs an der Oberfläche vorhanden ist. Demnach haben die AES-Untersuchungen klar gezeigt, dass nach der Reinigung der Substrate eine verunreinigungsfreie GaAs-Oberfläche vorliegt.

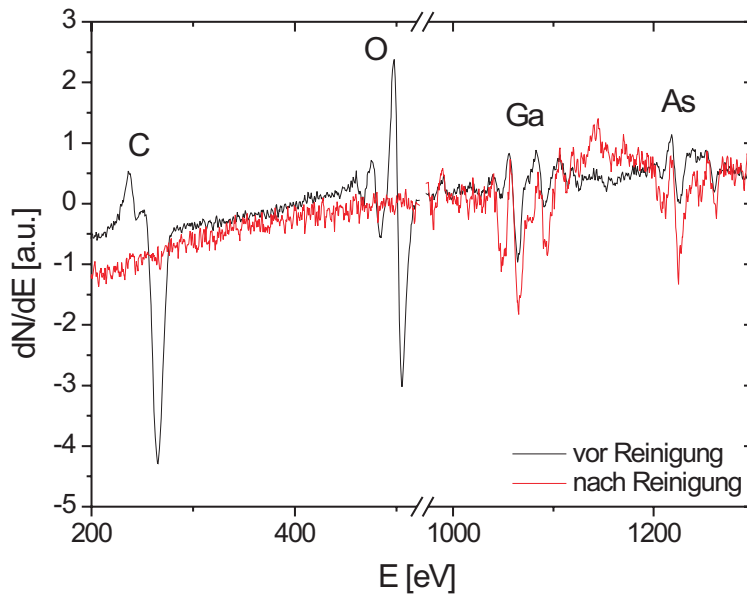


Abbildung 4.1: Vergleich der AES-Intensitäten eines GaAs(110)-Substrates vor (schwarz) und nach (rot) der Reinigung. Deutlich zu erkennen ist, dass für das gereinigte Substrat keine Verunreinigungen von C und O mehr nachgewiesen werden können.

Die Struktur der Oberfläche wird mit Hilfe von LEED untersucht. Abbildung 4.2a) zeigt eine LEED-Aufnahme, nachdem das Substrat - wie in Abschnitt 3.1 beschrieben - gereinigt wurde. Deutlich zu erkennen ist ein regelmäßiges Punktmuster. Das Vorhandensein dieses Punktmusters lässt darauf schließen, dass eine atomar geordnete Oberfläche vorhanden ist. Zusätzlich ist zu erkennen, dass die Periodizität in den beiden Hauptrichtungen nicht dieselbe ist. Das LEED-Bild zeigt deutlich eine rechteckige Einheitszelle, die für eine (110)-Oberfläche zu erwarten ist. Das Verhältnis der Kanten-

längen der rechteckigen Einheitszelle stimmt mit dem für eine (110)-Oberfläche theoretisch erwarteten Wert von $\sqrt{2}$ überein. Es kann keine Überstruktur im LEED-Bild gefunden werden, was darauf hindeutet, dass GaAs(110) im Gegensatz zu GaAs(100) keine Oberflächenrekonstruktion zeigt. Oberflächenrekonstruktionen sind hauptsächlich auf polaren Oberflächen von Bedeutung [145]. Da die GaAs(110)-Oberfläche unpolar ist, wird für diese Oberfläche keine Rekonstruktion erwartet [146].

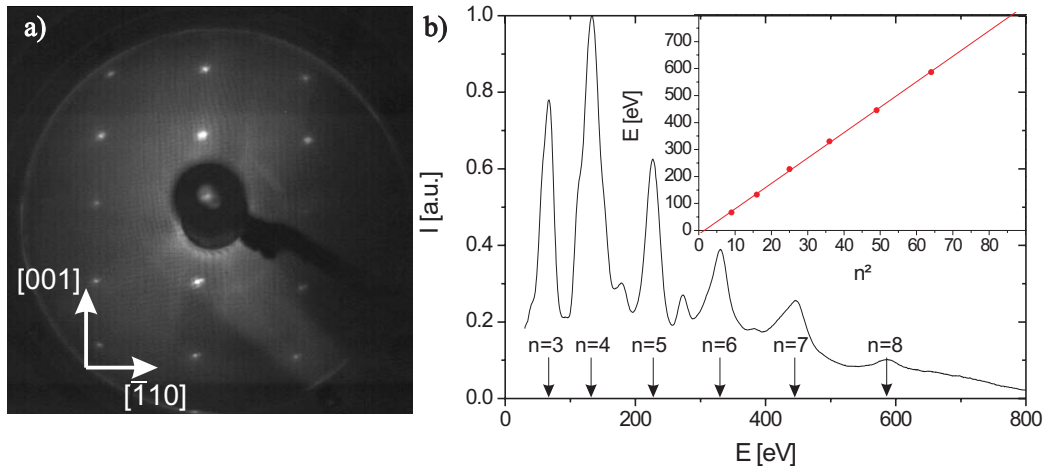


Abbildung 4.2: a) LEED-Aufnahme eines gereinigten GaAs(110)-Substrates. Das Bild wurde bei einer Energie von 195 eV aufgenommen. b) IV-LEED-Messung des GaAs-Substrates zur Bestimmung des vertikalen Netzebenenabstandes.

Abbildung 4.2b) zeigt eine Intensitäts-Spannungskennlinie (IV) des (0,0)-Reflexes. Dieser ist in Abbildung 4.2a) nicht zu sehen, da er mittig liegend von der Elektronenkanone verdeckt ist. Für die Messung wurde die Probe um 4° gedreht, um den (0,0)-Reflex auf dem LEED-Schirm beobachten zu können. Die IV-Kennlinie zeigt deutlich verschiedene Maxima. Die für die Analyse verwendeten Maxima sind nach ihren Ordnungen beschriftet. Zusätzlich sind auch noch weitere, weniger intensitätsreiche Maxima zu erkennen. Diese sind jedoch in dem einfachen Modell der Bragg-Reflexion, das in Kapitel 3.1.1.2 eingeführt wurde, nicht zu erklären und werden daher für diese Analyse nicht verwendet. Das Inset der Abbildung 4.2b) zeigt die Energien der Bragg-Maxima als Funktion des Ordnungsquadrates. Gut zu erkennen ist ein linearer Zusammenhang zwischen diesen Größen. Eine lineare Approximati-

on der Funktion ergibt nach Gleichung 3.4 einen Wert für den vertikalen Netzebenenabstand von $d_{110} = 0.200$ nm. GaAs hat als Kristallstruktur ein Zinkblendegitter, d.h. es besteht aus zwei entlang der Raumdiagonalen verschobenen fcc-Gittern. Demnach ergibt sich für die Gitterkonstante des GaAs(110)-Substrates ein Wert von $a_{GaAs} = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot d_{110} = 0.5657$ nm. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert von $a_{GaAs,Lit} = 0.56533$ nm [147].

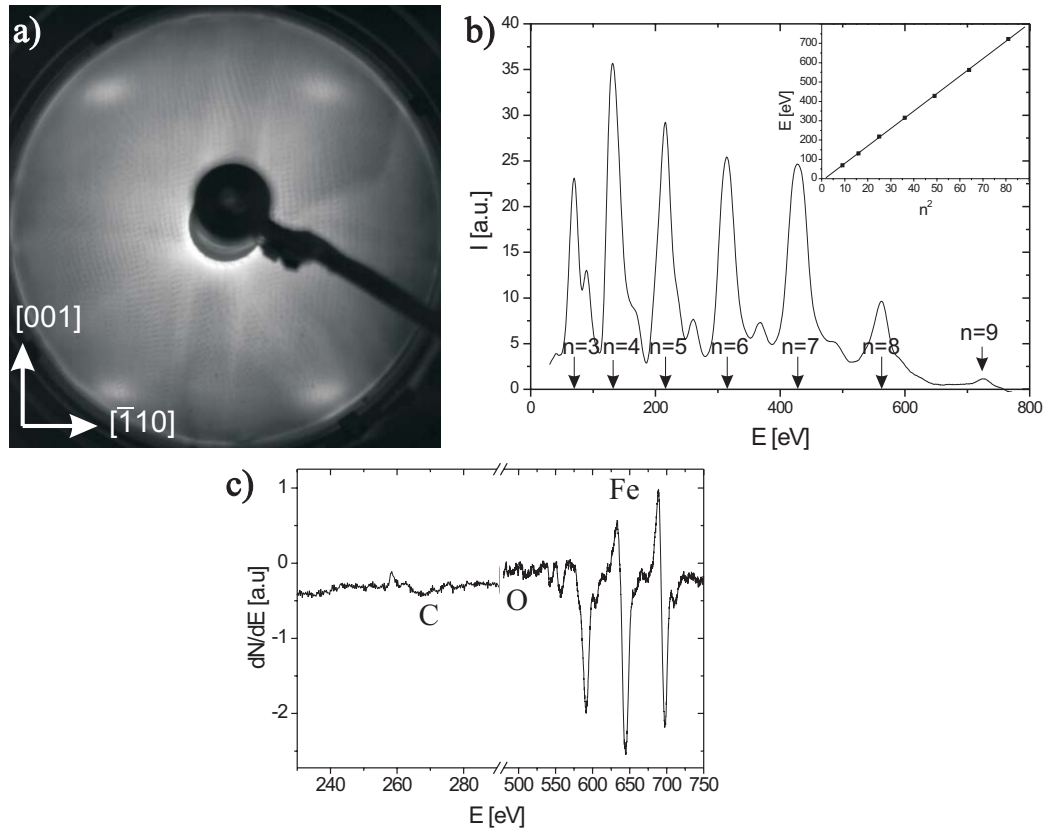


Abbildung 4.3: a) LEED-Aufnahme eines 10 nm dicken Fe-Films. b) IV-LEED-Messung des Fe-Films zur Bestimmung des vertikalen Netzebenenabstandes. c) AES-Spektrum des Fe-Films

Auf diese GaAs(110)-Substrate wird nachfolgend Fe aufgedampft. Die Charakterisierung dieser aufgedampften Filme geschieht in der gleichen Art wie die Charakterisierung der GaAs(110)-Substrate. Abbildung 4.3 fasst die Untersuchungen an den

Fe-Filmen zusammen. Abbildung 4.3a) zeigt eine LEED-Aufnahme eines 10 nm dicken Fe-Films bei einer Primärenergie von 195 eV. Auch für den Fe-Film wird ein diskretes Punktmuster gefunden, welches sich durch eine rechteckige Einheitszelle erklären lässt. Das Verhältnis der Seitenkanten liegt auch hier im Bereich vom theoretisch für eine (110)-Oberfläche erwarteten Wert von $\sqrt{2}$. Abbildung 4.3b) zeigt die Analyse der Intensität des (0,0)-Reflexes. Wie bei dem in Abbildung 4.2b) gezeigten Spektrum, sind auch hier verschiedene Maxima und Minima zu erkennen. Die für die Auswertung benutzten Bragg-Maxima sind markiert und nummeriert. Die Darstellung der Energien der Maxima als Funktion des Ordnungsquadrates ist im Inset gezeigt. Aus der Analyse der Steigung mit Gleichung 3.4 ergibt sich ein Wert für den Netzebenenabstand des Fe-Films von $d_{Fe,110} = 0.2043$ nm. Für ein bcc-Gitter mit einer (110)-Oberfläche ergibt sich die Gitterkonstante daraus zu $a_{Fe} = \sqrt{2} d_{Fe,110} = 0.2889$ nm. Der Literaturwert für Fe beträgt $a_{Fe,Lit} = 0.2866$ nm [148]. Die Abweichung zum Literaturwert beträgt somit 0.8%. Abweichungen von dieser Größe wurden für alle untersuchten Filme gefunden, weshalb es als sicher angesehen werden kann, dass in vertikaler Richtung eine Gitteraufweitung vorhanden ist. Dies ist durch eine Gitterfehlانpassung beim Wachstum des Fe-Films ($a_{Fe,Lit} = 0.2866$ nm) auf dem GaAs-Substrat ($a_{GaAs,Lit}/2 = 0.2827$ nm) zu erklären. Das Fe ist also bei seinem Wachstum auf dem GaAs-Substrat in der Schichtebene kontrahiert. Da in erster Näherung bei Verformungen der Einheitszelle das Volumen konstant bleibt, ergibt sich somit direkt eine Gitteraufweitung senkrecht zur Schichtebene [149]. Anhand der durchgeführten LEED- und IV-LEED-Messungen lässt sich demnach eindeutig zeigen, dass Fe auf GaAs(110) mit einer Gitterfehlانpassung von etwa 0.8% epitaktisch aufwächst. Die Orientierungsrelation ist hierbei GaAs(110)[001]||Fe(110)[001].

Zusätzlich ist mit Hilfe von AES auch die Reinheit des aufgedampften Fe-Films überprüft worden. Ein typisches Spektrum ist in Abbildung 4.3c) gezeigt. Im Emissionsspektrum sind die typischen Fe-Linien zu erkennen. Im Bereich, in dem Kohlenstoff und Sauerstoff zu finden wären, ist keine Emission zu finden. Demnach sind die Filme durch die Präparation unter UHV-Bedingungen oxid- und verunreinigungsfrei. Für die nachfolgende ex-situ Prozessierung werden die Filme mit 2 nm Ag und 3 nm Pt abgedeckt. Diese Abdeckung wird gewählt, da Silber mit Eisen nicht mischbar ist [127] und Platin als Abdeckmaterial die Oxidation der darunterliegenden Materialien verhindert.

4.2 Magnetische Charakterisierung der Fe-Filme

4.2.1 Ferromagnetische Resonanz

Die magnetische Charakterisierung mit Hilfe von Ferromagnetischer Resonanz wurde ex-situ nach der Abdeckung der Filme durchgeführt. Abbildung 4.4 zeigt eine winkelabhängige FMR-Messung eines 10 nm dicken Fe-Films bei einer Frequenz von 9.54 GHz. Abbildung 4.4a) zeigt hierbei zwei ausgewählte Messungen bei unterschiedlichen Winkeln des Magnetfeldes innerhalb der Schichtebene. Die Messungen zeigen die Ableitung des Absorptionssignals als Funktion des externen Magnetfeldes. Für beide Messungen sind deutlich zwei verschiedene Absorptionslinien zu erkennen. Die Resonanzabsorption bei tieferen Feldern ist die sogenannte "not-aligned" Mode. Hierbei ist die Magnetisierung noch nicht entlang des äußeren Feldes ausgerichtet, sondern präzediert um eine Achse, die nahe der leichten Richtung orientiert ist [150]. Die Resonanzabsorption bei höheren Magnetfeldern ist die sogenannte "aligned" Mode. Hier ist die Magnetisierung parallel zum externen Magnetfeld ausgerichtet und die Präzessionsachse ist parallel zur Richtung des externen Magnetfeldes.

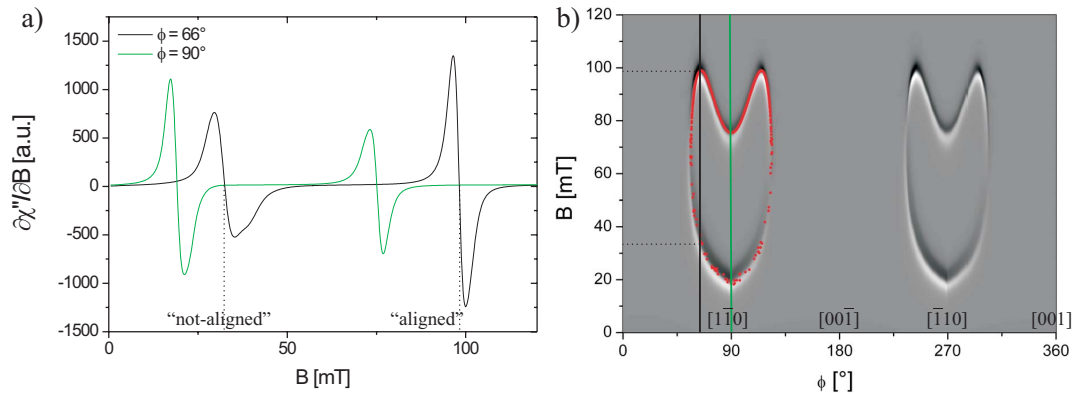


Abbildung 4.4: a) FMR-Spektren eines 10 nm dicken Fe-Films bei einer Mikrowellenfrequenz von 9.54 GHz. Die beiden dargestellten Messungen wurden bei unterschiedlichen Winkeln durchgeführt. Diese sind in b) durch senkrechte Striche markiert. Abbildung b) zeigt die gesamte Winkelabhängigkeit in der Schichtebene, wobei die Intensität durch Graustufen dargestellt wird. Rote Punkte sind berechnete Resonanzfelder.

Die vollständige Winkelabhängigkeit ist in Abbildung 4.4b) gezeigt. Der Winkel des Magnetfeldes wurde innerhalb der Schichtebene in 0.5° Schritten variiert. Die Amplitude der Absorption wird in Graustufen dargestellt. Weiß bedeutet hierbei einen positiven Wert, schwarz einen negativen. Die schwarze bzw. grüne Linie markieren die Messungen, die bereits in Abbildung 4.4a) gezeigt wurden. Bei der Messung bei einem Winkel von 90° (grüne Linie) sind in der Graustufendarstellung bei 20 mT die not-aligned Mode und bei 75 mT die aligned Mode anhand des Wechsels von weißem zu schwarzem Kontrast zu erkennen, wie es bereits in Abbildung 4.4a) gezeigt wurde. Zusätzlich wird durch rote Punkte eine theoretische Berechnung, die später näher erläutert wird, dargestellt. Weiterhin ist erkennbar, dass nur in einem Bereich um die $[\bar{1}10]$ -Richtung Resonanzabsorptionen zu sehen sind, in der $[001]$ -Richtung hingegen keine Resonanzabsorption vorliegt. Dies liegt daran, dass in der leichten $[001]$ -Richtung die Resonanzbedingung nicht zu erfüllen ist, da bereits das innere Magnetfeld größer ist als das bei der Messfrequenz insgesamt benötigte Resonanzfeld.

Anhand der in Gleichung 2.22 gegebenen Resonanzbedingung ist es möglich, die Resonanzfelder anhand der freien Energie zu berechnen. Hierzu wird ein von Dr. R. Meckenstock geschriebenes Programm genutzt. Dieses berechnet anhand vorgegebener Anisotropiekonstanten die zu erwartenden Resonanzfelder für alle Winkel. Hierzu wird folgende Formel zur Berechnung der Energielandschaft verwendet:

$$\begin{aligned}
F = & - MB [\sin \theta \sin \theta_B \cos (\phi - \phi_B) + \cos \theta \cos \theta_B] \\
& - \left(\frac{1}{2} \mu_0 M_{\text{eff}}^2 - k_2 \sin^2 \phi \right) \sin^2 \theta \\
& + \frac{k_4}{4} \left[\cos^4 \theta + \sin^4 \theta (\sin^4 \phi + \sin^2(2\phi)) \right. \\
& \left. + \sin^2(2\theta) \left(\cos^2 \phi - \frac{\sin^2 \phi}{2} \right) \right]
\end{aligned} \tag{4.1}$$

Für die Magnetisierung wurde ein mit Hilfe von SQUID-Messungen ermittelter Wert von $M = 1640 \frac{kA}{m}$ verwendet. Die Anpassung an die experimentellen Daten erfolgte in diesem Fall mit $k_4 = 3.32 \cdot 10^4 \frac{J}{m^3}$, $k_2 = 2.9 \cdot 10^4 \frac{J}{m^3}$, $M_{\text{eff}} = 1520 \frac{kA}{m}$. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit Werten aus der Literatur für dünne Fe-Filme auf GaAs(110) [151]. Hierbei ist zu erwähnen, dass aufgrund des Kristallgitters eigentlich nur ein Beitrag der kubischen Anisotropie $k_{4,Lit} = 4.8 \cdot 10^4 \frac{J}{m^3}$ zu erwarten wäre [152]. Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Filmen wird durchgehend ein verkleinerter Wert der kubischen Anisotropie gefunden. Zusätzlich muss ein Beitrag uniaxialer Anisotropie benutzt werden, um die experimentellen Daten zu erklären. Die leichte Achse dieser zusätzlichen Anisotropie ist parallel zur leichten Richtung der kubischen Anisotropie orientiert, die parallel zur $[001]$ -Richtung liegt. Ein solcher Beitrag

ist für dünne Schichten auch aus der Literatur bekannt [153]. Dieser Beitrag lässt sich mit der bereits bei den strukturellen Eigenschaften gefundenen Gitterfehlانpassung des Fe-Gitters erklären. Es ist bekannt, dass bereits eine Verspannung im Promille Bereich für deutliche Modifikationen der magnetischen Anisotropie sorgen kann [154]. Eine genaue Berechnung der aufgrund einer Verspannung induzierten Anisotropie ist allerdings nicht möglich, da die magneto-elastischen Kopplungskonstanten stark von der Filmdicke und den Verspannungen selbst abhängen [155]. Durch die zusätzliche uniaxiale Anisotropie ergibt sich effektiv eine größere Anisotropie als es für Volumenmaterial zu erwarten ist.

In Abbildung 4.5 ist die anhand der ermittelten Anisotropiekonstanten berechnete Winkelabhängigkeit der freien Energie innerhalb der Schichtebene als Polardiagramm dargestellt. Die freie Energie weist in der $[001]$ -Richtung ein deutliches Minimum auf, da dies die leichte Richtung sowohl der uniaxialen Anisotropie als auch der kubischen Anisotropie ist. Die senkrecht dazu liegende $[\bar{1}10]$ -Richtung ist innerhalb der Schichtebene die schwere Richtung.

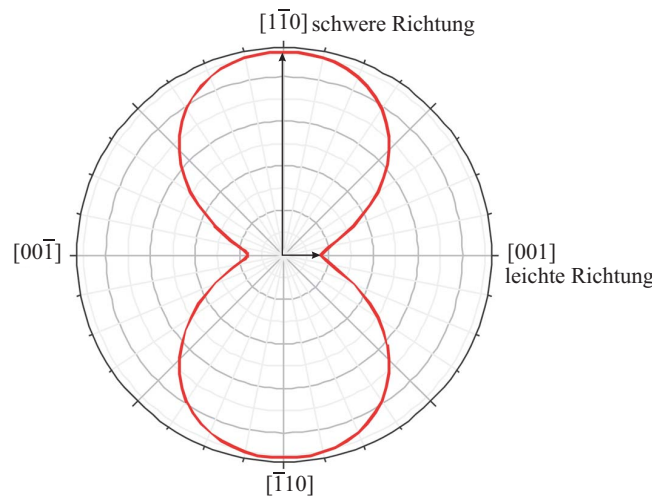


Abbildung 4.5: Polardarstellung der Verteilung der freien Energie der Fe-Filme innerhalb der Schichtebene. Für die Darstellung wurden die mit FMR ermittelten Anisotropiekonstanten verwendet. Es zeigt sich deutlich, dass die $[001]$ -Richtung die leichte Richtung ist.

Um die Feldabhängigkeit der FMR-Signale in Abbildung 4.4 zu analysieren, werden OOMMF-Simulationen, wie in Abschnitt 3.2.5 beschrieben, durchgeführt. Hierzu werden die oben bestimmten Anisotropiekonstanten verwendet. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abbildung 4.6 im Vergleich mit den experimentellen Daten, die bereits

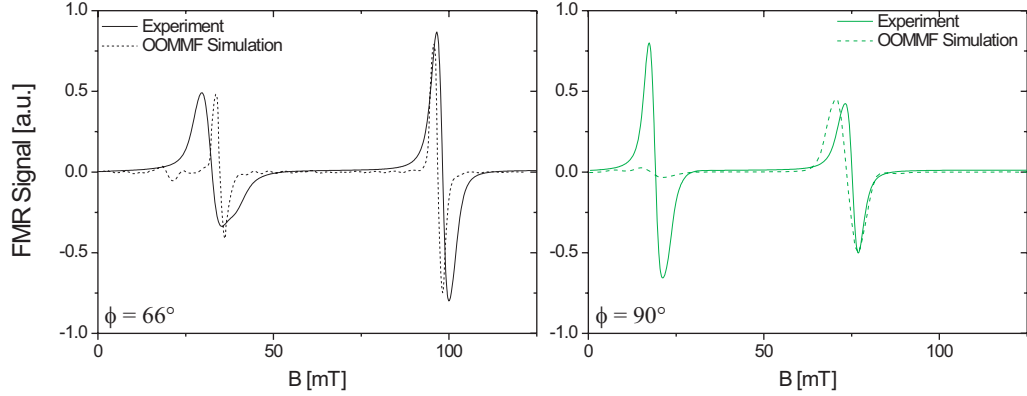


Abbildung 4.6: Mit OOMMF simulierte FMR-Spektren (gestrichelte Linien) im Vergleich zu den in Abbildung 4.4 gezeigten experimentellen Daten (durchgezogene Linien). Für die Simulation wurden die dort bestimmten Anisotropieparameter verwendet. Die linke Abbildung zeigt die Messung bei 66° , die rechte Abbildung bei 90° .

in Abbildung 4.4a) gezeigt wurden, dargestellt. Die linke Abbildung zeigt Messung und Simulation für einen Winkel von $\phi = 66^\circ$, die rechte Abbildung für $\phi = 90^\circ$. Durch die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Methode zur Berechnung von FMR-Spektren mit Hilfe von OOMMF ist es zudem - im Gegensatz zu anderen Veröffentlichungen [150] - möglich, auch die not-aligned Mode zu simulieren. Die erhaltenen Resonanzfelder stimmen mit den im Experiment bestimmten Resonanzfeldern überein. Die Intensitätsverhältnisse spiegeln hierbei allerdings nur für die Messung in der schweren Richtung die realen Intensitäten wider. Für die Simulation der not-aligned Mode in der $[1\bar{1}0]$ -Richtung tritt zusätzlich die Schwierigkeit auf, dass die Intensität dieser Mode in dieser Richtung verschwinden sollte, wodurch nur ein sehr kleines Signal beobachtbar ist [156].

Mit den bisherigen Messungen wurde die magnetische Anisotropie in der Schichtebene vollständig charakterisiert. Da die IV-LEED-Messungen gezeigt haben, dass eine tetragonale Verspannung der Fe-Filme vorliegt, ist zu erwarten, dass diese Verspannung, die in der Schichtebene eine uniaxiale Anisotropie verursacht, sich in einer zusätzlichen senkrechten Anisotropie bemerkbar macht. Daher wurden FMR-Messungen durchgeführt, bei denen das äußere Magnetfeld von der in der Schichtebene gelege-

nen $[\bar{1}10]$ -Richtung in die senkrecht zur Schichtebene gelegenen $[110]$ -Richtung gedreht wurde.

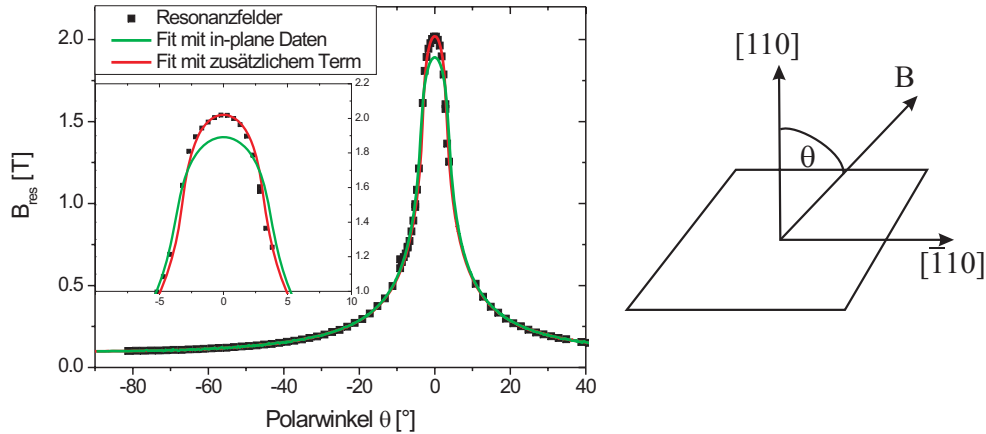


Abbildung 4.7: Resonanzfelder bei einem Magnetfeld, welches ausgehend von der in der Schichtebene liegenden $[\bar{1}10]$ -Richtung in die senkrecht zur Schichtebene liegende $[110]$ -Richtung gedreht wird. 0° ist hierbei die Richtung senkrecht zur Schichtebene, $\pm 90^\circ$ bedeutet, dass das Magnetfeld in der Schichtebene liegt. Die grüne Linie zeigt einen Fit unter ausschließlicher Verwendung der vorher ermittelten Anisotropiekonstanten. Die rote Linie zeigt einen Fit mit zusätzlichem Verspannungsterm.

Abbildung 4.7 zeigt die Resonanzfelder dieser FMR-Messung als Funktion des Polarwinkels θ . Hierbei ist experimentell ein starker Anstieg des Resonanzfeldes auf $B_{\text{max}} = 2.02$ T in senkrechter Geometrie zu finden. Dieser im Vergleich zu den Resonanzfeldern in der Schichtebene große Wert ist mit der großen Formanisotropie zu erklären, für die eine Magnetisierung innerhalb der Schichtebene stark bevorzugt ist. Eine Berechnung der Resonanzfelder unter Berücksichtigung der bisher ermittelten Anisotropiekonstanten ist als grüne Linie dargestellt. Deutlich zu erkennen ist eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten Resonanzfeldern und den experimentellen Daten für Winkel nahe der in der Schichtebene gelegenen Richtung. In der Nähe der polaren Geometrie ($\theta = 0^\circ$) ist eine deutliche Abweichung zwischen den berechneten und gemessenen Resonanzfeldern zu finden. Dies ist damit zu erklären, dass eine tetragonale Verzerrung der Einheitszelle mit einer Kompression innerhalb der Schicht-

ebene und einer Expansion senkrecht zur Schichtebene vorliegt. Durch Hinzufügen eines Terms der Form [148, 157]

$$E_t = k_{t,\perp} \cos^4 \theta \quad (4.2)$$

zu der Gesamtenergie, welcher die Anisotropie aufgrund einer tetragonalen Verspannung beschreibt, wird eine deutlich bessere Übereinstimmung gefunden, wie die rote Kurve zeigt. Hierbei wurde für die durch die tetragonale Symmetrie entstehende Anisotropie ein Wert von $k_{t,\perp} = 2.65 \cdot 10^4 \frac{J}{m^3}$ benutzt. Ein Term der oben angegebenen Form beeinflusst im Wesentlichen die Eigenschaften in senkrechter Geometrie und hat in der Schichtebene keinen Einfluss.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Messungen der Ferromagnetischen Resonanz die vollständige magnetische Charakterisierung der Fe-Filme erlaubt haben. Neben der kubischen Anisotropie, die, wie es für Fe erwartet wird, eine leichte Achse parallel zur [001]-Richtung aufweist, wird eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie innerhalb der Schichtebene gefunden, die durch die Verspannung des Fe-Filmes auf dem GaAs-Substrat erklärt werden kann. Die leichte Richtung dieser Anisotropie ist ebenfalls parallel zur [001]-Richtung orientiert. Die Summe dieser beiden Anisotropien ist größer als es vom Volumenmaterial bekannt ist, bei dem nur die kubische Anisotropie vorliegt. Die Verspannung, die bereits durch strukturelle Untersuchungen festgestellt wurde, führt zusätzlich zu einer senkrechten Anisotropie, die mit FMR-Messungen senkrecht zur Schichtebene gefunden wurde.

4.3 Ummagnetisierungsverhalten epitaktischer Fe-Leiterbahnen

In diesem Kapitel wird das Ummagnetisierungsverhalten einzelner Fe-Leiterbahnen untersucht. Zunächst wird die Magnetkraftmikroskopie genutzt, um die Remanenzzustände verschieden orientierter und verschieden breiter Leiterbahnen zu untersuchen. Das Ummagnetisierungsverhalten wird anschließend mit Magnetowiderstandsmessungen in verschiedenen Geometrien ausführlich analysiert. Hierzu werden Magnetowiderstandsmessungen sowohl bei 4.2 K als auch bei Zimmertemperatur diskutiert. Die erhaltenen Ergebnisse werden mit mikromagnetischen Simulationen verglichen.

Röntgenabsorptionsmessungen an einzelnen Leiterbahnen

Für die Interpretation der Daten ist es zunächst wichtig zu wissen, ob die für die epitaktischen Fe-Filme gemessenen Eigenschaften bei der Leiterbahnherstellung unverändert bleiben. Insbesondere ist die Frage von Interesse, ob bei der ex-situ Prozessierung der Proben eine Oxidation der Leiterbahnen auftritt. Zur Beantwortung dieser Frage wurden in einem PEEM bei Bessy Röntgenabsorptionsspektren einzelner Fe-Leiterbahnen an der Fe-Kante aufgenommen, da bekannt ist, dass die Feinstruktur der Absorptionsspektren Rückschlüsse über den Oxidationszustand von Fe erlaubt [158, 159]. Die Leiterbahnen wurden mit linear polarisierter Synchrotronstrahlung bestrahlt und mit Hilfe des PEEM Bilder der Leiterbahnen aufgenommen. Die Anzahl der emittierten Photoelektronen ist proportional zur absorbierten Synchrotronstrahlung. Durch Variation der Energie der Synchrotronstrahlung kann somit die Absorption als Funktion der Energie gemessen werden. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abbildung 4.8 gezeigt. Die schwarze Linie zeigt hierbei ein Spektrum, welches in der Mitte der Leiterbahn aufgenommen wurde, während das rote Spektrum eine Messung vom Rand der Leiterbahn darstellt. Zum Vergleich sind Absorptionsspektren von reinem Fe sowie von Fe_2O_3 in blau bzw. grün gezeigt (aus [160]). Alle Messkurven zeigen zwei Absorptionen, die der L_3 und der L_2 Absorptionskante zugeordnet werden können. Zu erkennen ist hier eine gute Übereinstimmung der beiden aufgenommenen Spektren mit dem Spektrum, das für reines Fe erwartet wird. Geringe Abweichungen in den Absorptionsspektren sind durch die Einstellungen der Beamline zu erklären, da die Energie absolut nur auf etwa 1 eV genau ist. Das Referenzspektrum von Fe_2O_3 hingegen zeigt an beiden Absorptionsspektren eine Aufspaltung des Maximums. Dies ist in den experimentellen Daten nicht zu beobachten. Hierbei ist das Signal-Rausch Verhältnis für das in der Mitte der Leiterbahn aufgenommene Spektrum deutlich besser als für das am Rand aufgenommene Spektrum. Dies liegt daran, dass das Signal von der Leiterbahnmitte von einer deutlich größeren Fläche aufgenommen wurde. Anhand dieser Spektren lässt sich

eindeutig zeigen, dass keine Anzeichen für eine Oxidation des Fe zu sehen sind. Demnach ist die Abdeckschicht ein effektiver Schutz der darunterliegenden epitaktischen Fe-Schicht vor Oxidation. Auch von den Rändern der Leiterbahn ausgehend ist eine Oxidation weitestgehend auszuschließen, da das Absorptionsspektrum vom Rand der Leiterbahn im Rahmen der Messgenauigkeit keine Unterschiede zu den anderen Spektren zeigt.

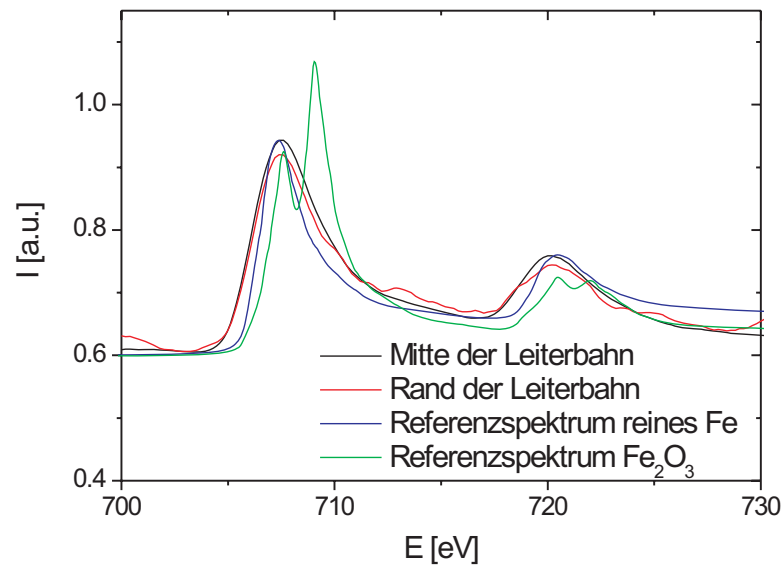


Abbildung 4.8: Röntgenabsorptionsmessungen an einer einzelnen epitaktischen Fe-Leiterbahn. Es wurden sowohl Messungen am Rand der Leiterbahn als auch in der Mitte der Leiterbahn durchgeführt. Zum Vergleich sind die Spektren von reinem Fe sowie von Fe_2O_3 aus [160] gezeigt.

FMR-Messungen an Leiterbahnarrays

Um zu überprüfen, ob die magnetischen Eigenschaften der Leiterbahnen mit den für die Filme bestimmten übereinstimmen, wurden zusätzlich FMR-Messungen an Leiterbahnarrays durchgeführt. Abbildung 4.9 zeigt die FMR-Resonanzfelder als Funktion des Winkels innerhalb der Schichtebene. Zu sehen ist die Messung eines epitaktischen Fe-Films (schwarze Quadrate) im Vergleich mit den Resonanzfeldern eines Arrays von $1\text{ }\mu\text{m}$ breiten Leiterbahnen, die parallel zur leichten Richtung orientiert sind (rote Kreise). Das Array besteht hierbei aus 500 Leiterbahnen, um zu gewährleisten, dass das

Signal groß genug ist, um es detektieren zu können. Der Film zeigt das Verhalten, das bereits im letzten Kapitel anhand von Abbildung 4.4 diskutiert wurde. Die Resonanzfelder des Arrays von Leiterbahnen zeigen prinzipiell das gleiche Verhalten, dass der Film zeigt. Im Detail unterscheiden sich die Resonanzfelder jedoch leicht. So liegt bei $\phi = 90^\circ$ die aligned Mode ($B_{Res} \approx 90$ mT) und die not-aligned Mode ($B_{Res} \approx 20$ mT) leicht oberhalb der des Films.

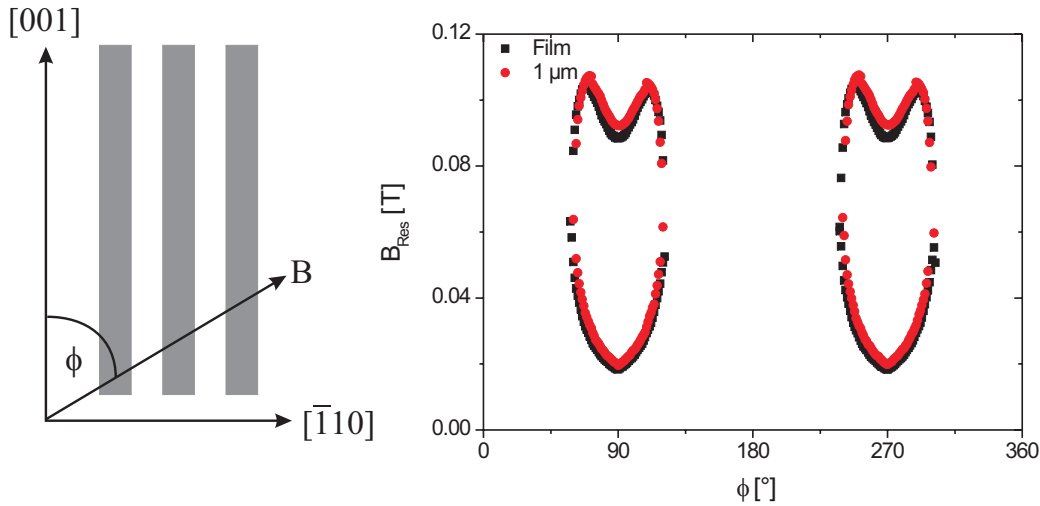


Abbildung 4.9: Vergleich der FMR-Resonanzfelder eines epitaktischen Fe-Films auf GaAs(110) und eines daraus strukturierten Arrays von 1 µm breiten Leiterbahnen, die parallel zur leichten Richtung orientiert sind. Die Geometrie ist schematisch in der linken Abbildung gezeigt.

Das veränderte Verhalten kann mit der zusätzlichen Formanisotropie der Leiterbahnen begründet werden. Da diese für 1 µm breite Leiterbahnen allerdings nur etwa 10% der kristallinen Anisotropien beträgt, sind die Verschiebungen der Linien sehr gering. Diese Messung zeigt daher, dass die durch die Messung an Filmen bestimmten Anisotropiekonstanten für die Diskussion des Verhaltens einzelner Leiterbahnen benutzt werden können. Zusätzlich muss dabei allerdings die Formanisotropie berücksichtigt werden. Weiterhin ist zu erwähnen, dass die Linienbreite der FMR-Resonanzlinie durch die Strukturierung in Leiterbahnen unverändert ist. Das wäre nicht der Fall, wenn die Leiterbahnen keine homogene Leiterbahnbreite aufweisen. Dies beweist zudem, dass die 500 Leiterbahnen gleiche Eigenschaften haben und somit die Leiterbahnen reproduzierbar hergestellt werden können.

4.3.1 Magnetkraftmikroskopie

Abbildung 4.10 zeigt MFM-Aufnahmen und OOMMF-Simulationen in Remanenz von epitaktischen Fe-Leiterbahnen mit einer Schichtdicke von 10 nm, die in verschiedenen Orientierungen auf der Probe aufgebracht sind. Abbildung 4.10a zeigt die MFM-

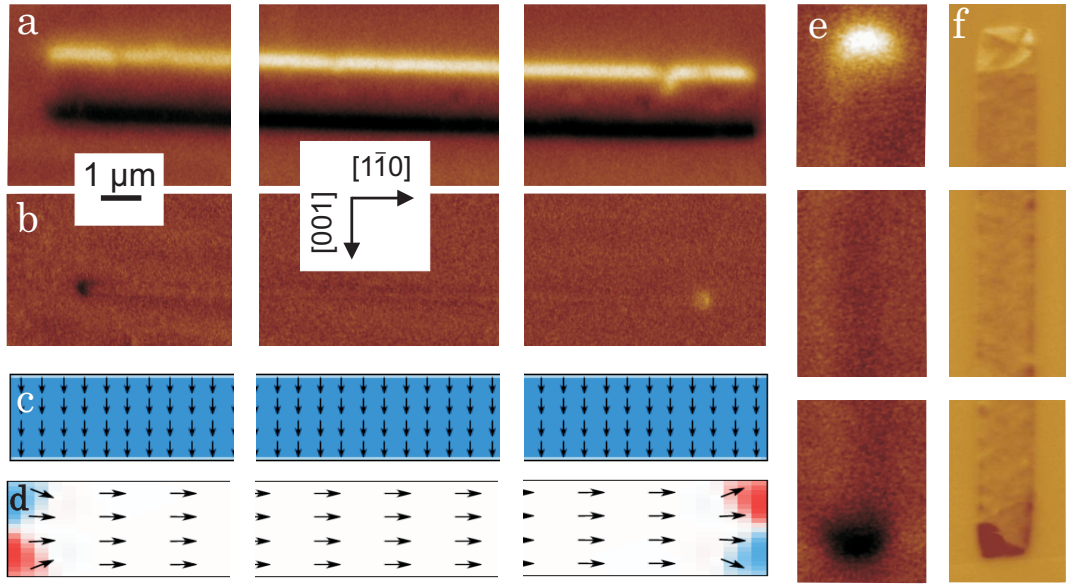


Abbildung 4.10: Remanenzzustände verschiedener Leiterbahnen a)/c) MFM-Bild/OOMMF-Simulation einer 2 µm breiten Leiterbahn, die parallel zur $[110]$ -Richtung orientiert ist b)/d) MFM-Bild/OOMMF-Simulation einer 200 nm breiten Leiterbahn gleicher Orientierung e) MFM-Aufnahme einer 2 µm breiten Leiterbahn parallel zur $[001]$ -Richtung f) MFM-Aufnahme einer 2 µm breiten polykristallinen Co-Leiterbahn zum Vergleich aus [100].

Aufnahme einer 2 µm breiten Leiterbahn, die parallel zur $[110]$ -Richtung orientiert ist. Dementsprechend ist die lange Leiterbahnachse, die die leichte Achse der Formanisotropie ist, senkrecht zur leichten Achse der Kristallanisotropie orientiert. Das Bild ist hierbei aus drei Einzelbildern zusammengesetzt. Deutlich ist am oberen Rand der Leiterbahn ein heller Kontrast zu erkennen, während der untere Rand einen dunklen Kontrast zeigt. Die MFM-Spitze weist eine Magnetisierung auf, die senkrecht zur Schichtebene zeigt. Damit ist der Aufbau sensitiv auf Streufeldkomponenten, die senkrecht zur Schichtebene orientiert sind. Man kann also aus dem MFM-Bild schlussfolgern, dass die Magnetisierung transversal zur langen Leiterbahnachse orientiert ist, da in

diesem Fall das Streufeld am oberen Rand der Leiterbahn aus der Schichtebene heraus und am unteren Rand in die Schichtebene hinein zeigt. Dies bedeutet, dass die Kristallanisotropie größer ist als die Formanisotropie und somit die effektive leichte Richtung der Leiterbahn senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Dieses Ergebnis kann mit Hilfe von OOMMF-Rechnungen bestätigt werden. Hierzu wurde eine Leiterbahn mit der selben Breite und in der gleichen Orientierung wie die gemessene Leiterbahn simuliert. Die Anisotropiekonstanten, die mit FMR-Messungen ermittelt wurden, werden hierfür benutzt. Die Austauschkonstante wurde auf den Volumenwert von $A = 21 \cdot 10^{-12} \frac{J}{m}$ gesetzt [161], für die Magnetisierung wurde der aus SQUID-Messungen ermittelte Wert von $1640 \frac{kA}{m}$ benutzt. Nach Aufmagnetisierung der Leiterbahn wurde der Remanenzzustand der Leiterbahn berechnet und ist in Abbildung 4.10c dargestellt. Die Pfeile stellen hierbei die lokale Magnetisierung dar. Diese ist zusätzlich farblich dargestellt. Weiß stellt hierbei eine Magnetisierung parallel zur Leiterbahnachse dar, wohingegen blau und rot die beiden transversalen Richtungen markieren. Demnach ist auch bei der OOMMF-Simulation in Remanenz die Magnetisierung transversal zur langen Leiterbahnachse orientiert und bestätigt somit die Messung.

Abbildung 4.10b zeigt eine MFM-Aufnahme einer 200 nm breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, die genauso orientiert ist wie die oben diskutierte Leiterbahn mit einer Breite von 2 μm . Hier ist zu erkennen, dass sich lediglich an den beiden Leiterbahnenenden ein Kontrast beobachten lässt. Im mittleren Teil der Leiterbahn ist kein Kontrast zu erkennen. Dies lässt sich durch einen Magnetisierungszustand erklären, bei dem die Magnetisierung parallel zur Leiterbahnachse orientiert ist. Dann tritt nur an den Enden der Leiterbahn Streufeld aus, welches von der MFM-Spitze detektiert werden kann. Durch die Verringerung der Leiterbahnbreite hat sich die Formanisotropie vergrößert, so dass diese nun größer ist als die kristalline Anisotropie. Die vergleichende OOMMF-Rechnung ist in Abbildung 4.10d gezeigt. Hier ist zu beachten, dass die dargestellte Leiterbahnbreite nicht maßstabsgerecht ist. Die simulierte Leiterbahn hat wie die gemessene eine Breite von 200 nm. Auch in OOMMF-Simulationen wird demnach eine Magnetisierung gefunden, die in Remanenz parallel zur Leiterbahnachse ausgerichtet ist. Lediglich an den Leiterbahnenenden bilden sich Abschlussdomänen, um das Streufeld zu minimieren. Somit bestätigen erneut die OOMMF-Simulationen die experimentellen Daten.

Abbildung 4.10e zeigt eine MFM-Aufnahme einer 2 μm breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, deren lange Achse parallel zur leichten Richtung der Kristallanisotropie orientiert ist. In diesem Fall unterstützt die Formanisotropie zusätzlich noch die Kristallanisotropie. Die MFM-Aufnahme zeigt am oberen Ende der Leiterbahn einen hellen Kontrast und am unteren Ende der Leiterbahn einen dunklen Kontrast. Im mittleren Bereich der Leiterbahn wird kein Kontrast beobachtet. Dies zeigt, dass eine homogene longitudinale Magnetisierung in der Leiterbahn vorliegt.

Zum Vergleich ist in Abbildung 4.10f eine MFM-Aufnahme einer 2 μm breiten polykristallinen Co-Leiterbahn dargestellt, die aus Referenz [100] entnommen wurde. Auch bei dieser Leiterbahn ist deutlich zu erkennen, dass an den Enden der Leiterbahnen heller und dunkler Kontrast vorhanden ist. Demnach weist auch die polykristalline Leiterbahn eine Magnetisierung entlang der langen Leiterbahnachse auf. Deutlich zu beobachten ist allerdings auch ein komplexes Muster im mittleren Bereich der Leiterbahn. Dies ist dadurch zu erklären, dass aufgrund der geringeren Anisotropie keine homogene Magnetisierung in dieser Leiterbahn vorliegt, sondern es im mittleren Bereich der Leiterbahn zur Bildung von Domänen kommt. Der Vergleich der Abbildungen 4.10e) und f) verdeutlicht, dass es durch die Verwendung der epitaktischen Fe-Leiterbahnen gelungen ist, eine homogenere Magnetisierung im mittleren Bereich der Leiterbahn zu erreichen.

Zusammenfassend haben die MFM-Messungen ergeben, dass es aufgrund der großen magnetokristallinen Anisotropie möglich ist, Leiterbahnen herzustellen, die eine Magnetisierung transversal zur langen Leiterbahnachse aufweisen. Hierzu müssen die Leiterbahnen senkrecht zur leichten Richtung der kristallinen Anisotropie orientiert sein. Durch Verringerung der Leiterbahnbreite und damit einhergehender Erhöhung der Formanisotropie kann die effektive leichte Richtung dieser Leiterbahnen verändert werden, so dass sie parallel zur Leiterbahnachse magnetisiert sind. Die Untersuchungen an Leiterbahnen, die parallel zur leichten Richtung orientiert sind, zeigen deutlich, dass eine homogene Magnetisierung in longitudinaler Richtung vorliegt. Somit konnte die magnetische Homogenität gegenüber polykristallinen Materialien erheblich verbessert werden.

4.3.2 Magnetowiderstandsmessungen

Im letzten Abschnitt wurden epitaktische Fe-Leiterbahnen in Remanenz untersucht. Das Ummagnetisierungsverhalten dieser Leiterbahnen wurde weiterhin mit Hilfe von Magnetowiderstandsmessungen charakterisiert. Hierbei werden sowohl Messungen bei 4.2 K als auch bei Zimmertemperatur durchgeführt. Das Magnetowiderstandsverhalten der Leiterbahnen wird ausführlich anhand der Messungen bei 4.2 K diskutiert. Das Magnetowiderstandsverhalten bei Zimmertemperatur ist in den wesentlichen Punkten ähnlich. Es wird daher nur auf die Unterschiede eingegangen.

Abbildung 4.11 zeigt eine Magnetowiderstandsmessung einer 2 μm breiten und epitaktischen Fe-Leiterbahn, die parallel zur leichten [001]-Richtung orientiert ist. Die Fe-Schichtdicke beträgt 10 nm. Das Magnetfeld ist in der Schichtebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse angelegt. Die Messung wurde bei 4.2 K durchgeführt. Die untere Abbildung zeigt eine Berechnung des AMR-Effektes anhand von OOMMF-Simulationen, die Insets zeigen OOMMF-Bilder dieser Simulationen, die den magnetischen Zustand der Leiterbahn bei dem jeweiligen Magnetfeld wiedergeben. Ausgehend

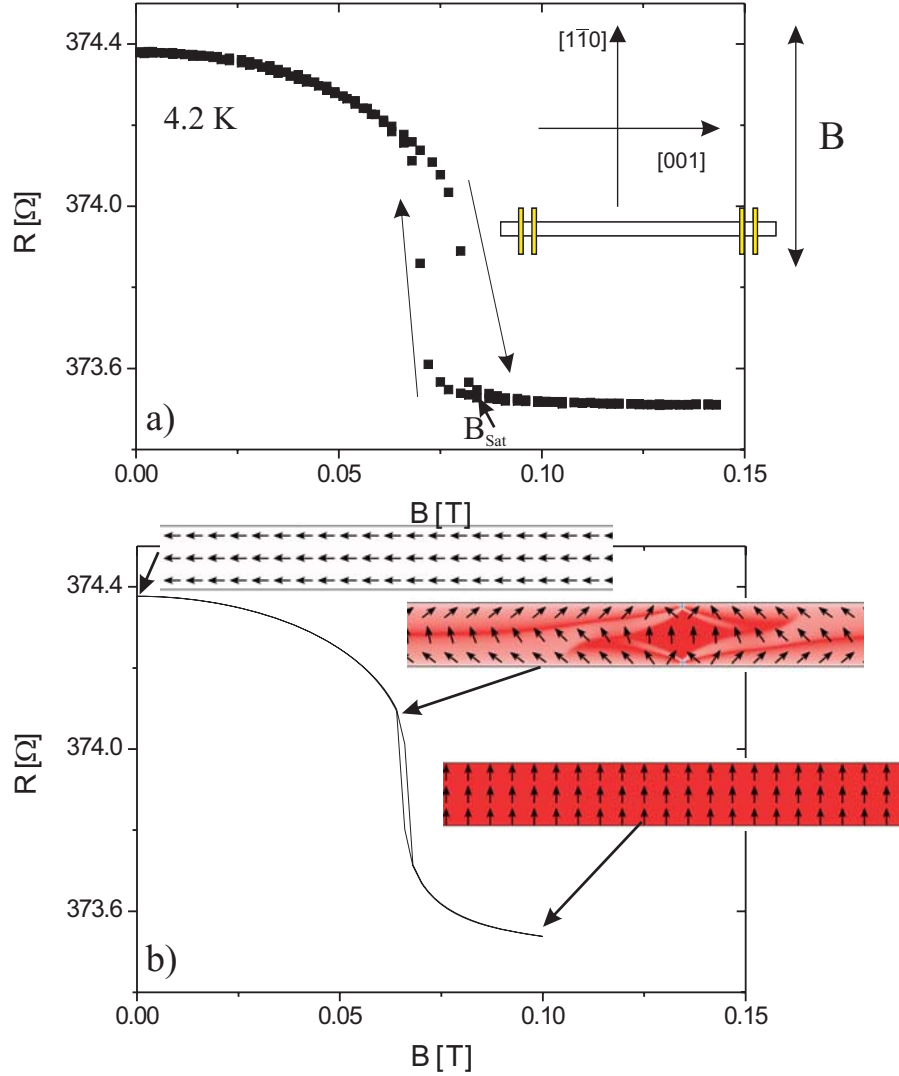


Abbildung 4.11: a) Widerstandsmessung einer 2 μm breiten Leiterbahn, die parallel zur $[001]$ -Richtung orientiert ist, in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes senkrecht zur Leiterbahnnachse. Die Messung wurde bei 4.2 K durchgeführt. b) AMR-Berechnung anhand von OOMMF-Simulationen. Die zusätzlichen Insets zeigen Bilder der OOMMF-Simulationen.

von Remanenz wird bei Erhöhung des Magnetfeldes eine kontinuierliche Widerstandsabnahme beobachtet. Bei einem Magnetfeld von etwa 80 mT wird eine sehr starke Widerstandsabnahme beobachtet. Bei noch größeren Magnetfeldern sättigt der Widerstand. Bei einer Verringerung des Magnetfeldes wird zunächst eine deutliche Widerstandszunahme mit einer kleinen Hysterese in Bezug auf die vorher beobachtete Widerstandsabnahme gemessen. Anschließend wird ein kontinuierlicher Widerstandsanstieg ohne Hysterese gefunden.

Das beobachtete Verhalten kann vollständig im Rahmen des AMR erklärt werden. Die Leiterbahn ist, wie die MFM-Aufnahmen zeigen, in Remanenz longitudinal magnetisiert und hat demnach im Sinne des AMR einen großen Widerstand. Durch Anlegen eines Magnetfeldes in transversaler Richtung wird die Magnetisierung ebenfalls in diese Richtung gedreht, so dass der Widerstand bis zur Sättigung sinkt. Hierbei findet im nicht-hysteretischen Teil eine kohärente Rotation der Magnetisierung statt. Die steile Widerstandsabnahme lässt sich anhand der Energiebarriere erklären, die die schwere $\bar{1}11$ Richtung darstellt (s. Abbildung 2.4) [162]. Nach Überwindung dieser Energiebarriere rotiert die Magnetisierung schnell in die Magnetfeldrichtung. Das Sättigungsfeld B_{Sat} wird hierbei bestimmt durch die Summe der kristallinen sowie der Formanisotropie. Eine genauere Auswertung dieser Beiträge findet später statt.

Das diskutierte Verhalten kann anhand von OOMMF-Simulationen bestätigt werden. Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Abbildung 4.11b) dargestellt. Die Insets zeigen aus den OOMMF-Simulationen resultierende Bilder, die zur Veranschaulichung des Magnetisierungszustandes beim jeweiligen Feld dienen. Hierbei symbolisieren die Pfeile die lokale Magnetisierungsrichtung. Die Hintergrundfarbe stellt den Anteil transversaler Magnetisierung dar, wobei weiß keine transversale Magnetisierung bedeutet und rot volle transversale Magnetisierung. Die OOMMF-Simulationen zeigen hierbei ebenfalls, dass in Remanenz eine longitudinale Magnetisierung vorliegt (oberes Inset), wie es auch in den Magnetowiderstandsmessungen und MFM-Messungen gefunden wurde. Für kleine angelegte Magnetfelder (mittleres Inset) wird eine Rotation der Magnetisierung in transversale Richtung gefunden. Diese zeigt über größere Bereiche eine kohärente Rotation, im mittleren Bereich jedoch auch einige Inhomogenitäten. Das untere Inset zeigt die Leiterbahn im voll aufmagnetisierten Zustand. Zusätzlich zu dieser bildlichen Darstellung des Magnetisierungszustandes kann anhand der OOMMF-Simulationen der Widerstand aufgrund des AMR-Effektes berechnet werden (s. Abschnitt 3.2.5). Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis dieser Berechnung. Dafür wurde kein freier Parameter verwendet, d.h. es wurden lediglich die mit FMR bestimmten Anisotropiekonstanten, die mit SQUID bestimmte Sättigungsmagnetisierung sowie der Volumenwert für die Austauschkonstante verwendet. Deutlich zu erkennen ist, dass der in Abbildung 4.11a) gefundene experimentelle Messverlauf durch die Simulation des AMR-Effektes bestätigt werden kann.

Der Magnetowiderstand dieser Leiterbahn zeigt bei Zimmertemperatur im Wesentlichen das gleiche Magnetowiderstandsverhalten. Der einzige Unterschied besteht in einer Verringerung des Sättigungsfeldes. Diese Veränderung lässt sich durch die Verringerung der kristallinen Anisotropie mit steigender Temperatur erklären.

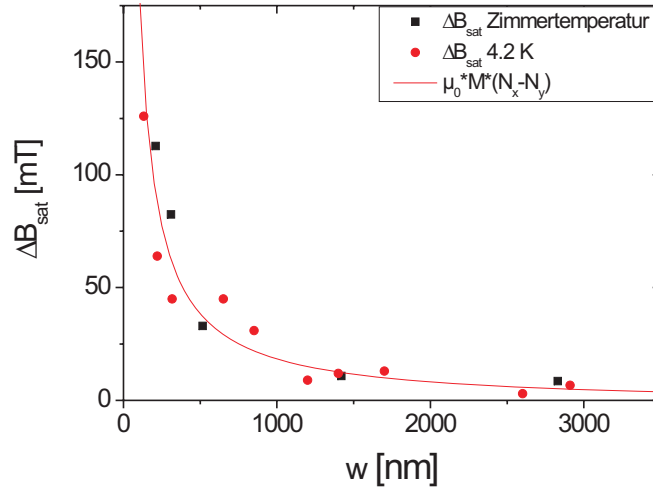


Abbildung 4.12: Abhängigkeit des Sättigungsfeldes ΔB_{Sat} des transversalen Magnetowiderstandes von der Leiterbahnbreite sowohl für Zimmertemperatur als auch für 4.2 K. Die Leiterbahnbreitenabhängigkeit kann quantitativ aufgrund der Formanisotropie beschrieben werden (durchgezogene Linie).

Weiterhin wurden Messungen für Leiterbahnen variierender Breite durchgeführt. Auch für diese Leiterbahnen bleibt das prinzipielle Magnetowiderstandsverhalten unverändert. Mit abnehmender Leiterbahnbreite wird allerdings eine Zunahme des Sättigungsfeldes gefunden. Diese kann mit dem zunehmenden Einfluss der Formanisotropie erklärt werden. Um diesen steigenden Einfluss quantitativ zu untersuchen, ist in Abbildung 4.12 die Differenz des Sättigungsfeldes zu dem Sättigungsfeld sehr breiter Leiterbahnen als Funktion der Leiterbahnbreite gezeigt. Die schwarzen Punkte zeigen hierbei die Messwerte bei Zimmertemperatur, die roten Punkte zeigen die Messwerte bei tiefen Temperaturen. Alle Daten zeigen übereinstimmend einen Anstieg des Sättigungsfeldes zu geringeren Leiterbahnbreiten, der durch den Anstieg der Formanisotropie zu begründen ist. Um diesen Anstieg quantitativ zu verstehen, sind Berechnungen der Entmagnetisierungsfaktoren N_x und N_y nach Gleichung 2.15 durchgeführt worden. Die daraus berechneten Formanisotropiefelder $B_{Form} = (N_x - N_y)\mu_0 M$ mit der aus

SQUID-Messungen bestimmten Magnetisierung $M = 1640 \frac{\text{kA}}{\text{m}}$ sind in Abbildung 4.12 als durchgezogene rote Linie gezeigt. Diese Berechnung beinhaltet *keinen* freien Parameter und beschreibt quantitativ das beobachtete Verhalten sehr gut. Die Tatsache, dass sich sowohl die Zimmertemperaturwerte als auch die Werte bei 4.2 K mit dem selben Wert für die Magnetisierung erklären lassen, liegt daran, dass sich bei Fe aufgrund der hohen Curie-Temperatur von $T_c = 1043 \text{ K}$ [31] die Magnetisierung in diesem Bereich nur um wenige Prozent ändert, wie auch für die hier untersuchten Filme mit Hilfe von SQUID-Magnetometrie nachgewiesen wurde. Diese sehr gute quantitative Übereinstimmung demonstriert erneut, dass die oben gegebene Interpretation zu dem in Abbildung 4.11 gezeigten Verhalten korrekt ist und für alle hergestellten Leiterbahnen einheitlich zutrifft. Zudem lässt sich dadurch feststellen, dass die Leiterbahnen unabhängig von ihrer Breite immer noch die gleichen magnetokristallinen Anisotropien wie der Film aufweisen.

Das Ummagnetisierungsverhalten der epitaktischen Leiterbahnen ist weiterhin in anderen Orientierungen der Leiterbahnen untersucht worden. Abbildung 4.13 zeigt eine Magnetowiderstandsmessung bei 4.2 K einer $2 \mu\text{m}$ breiten Leiterbahn, die parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert ist. Die leichte $[001]$ -Richtung liegt also transversal zur Leiterbahnachse. Das Magnetfeld ist parallel zur Leiterbahnachse angelegt. Ausgehend von Remanenz wird ein kontinuierlicher Widerstandsanstieg bis zur Sättigung beobachtet. Bei Verringerung des Magnetfeldes wird wiederum eine hysteretische Widerstandsabnahme gefunden.

Dieses Verhalten lässt sich ebenfalls im Rahmen des AMR erklären. In Remanenz wird ein kleiner Widerstand gemessen, was bedeutet, dass die Leiterbahn in Übereinstimmung mit den MFM-Messungen in Remanenz transversal zur Leiterbahnachse magnetisiert ist (s. Abbildung 4.10a). Bei Anlegen eines Magnetfeldes in longitudinaler Richtung wird die Magnetisierung ebenfalls in diese Richtung gedreht und der Widerstand steigt demzufolge an. Da es sich hier um eine hysteretische Widerstandsänderung handelt, kann geschlussfolgert werden, dass es hierbei zu Domänenbildung innerhalb der Leiterbahn kommt.

Auch für diesen Fall sind wieder vergleichende OOMMF-Simulationen durchgeführt worden, die in Abbildung 4.13b) dargestellt sind. Die erhaltenen Bilder sind wiederum als Inset gezeigt, wobei die Farbkodierung die transversale Magnetisierungskomponente anzeigt. Das linke Inset zeigt den Zustand in Remanenz. Es ist zu erkennen, dass die Leiterbahn in Remanenz entgegen der leichten Richtung der Formanisotropie quer magnetisiert ist. Weiterhin ist zu bemerken, dass es an den Seiten der Leiterbahn zu einer leichten Verkipfung der Magnetisierung kommt. Dies vermindert die Streufeldenergie und stabilisiert somit diesen Zustand. Das mittlere Inset zeigt den Magnetisierungszustand bei Anlegen eines kleinen Magnetfeldes entlang der Leiterbahnachse. Hier ist in Übereinstimmung mit den Magnetowiderstandsmessungen eine deutliche Do-

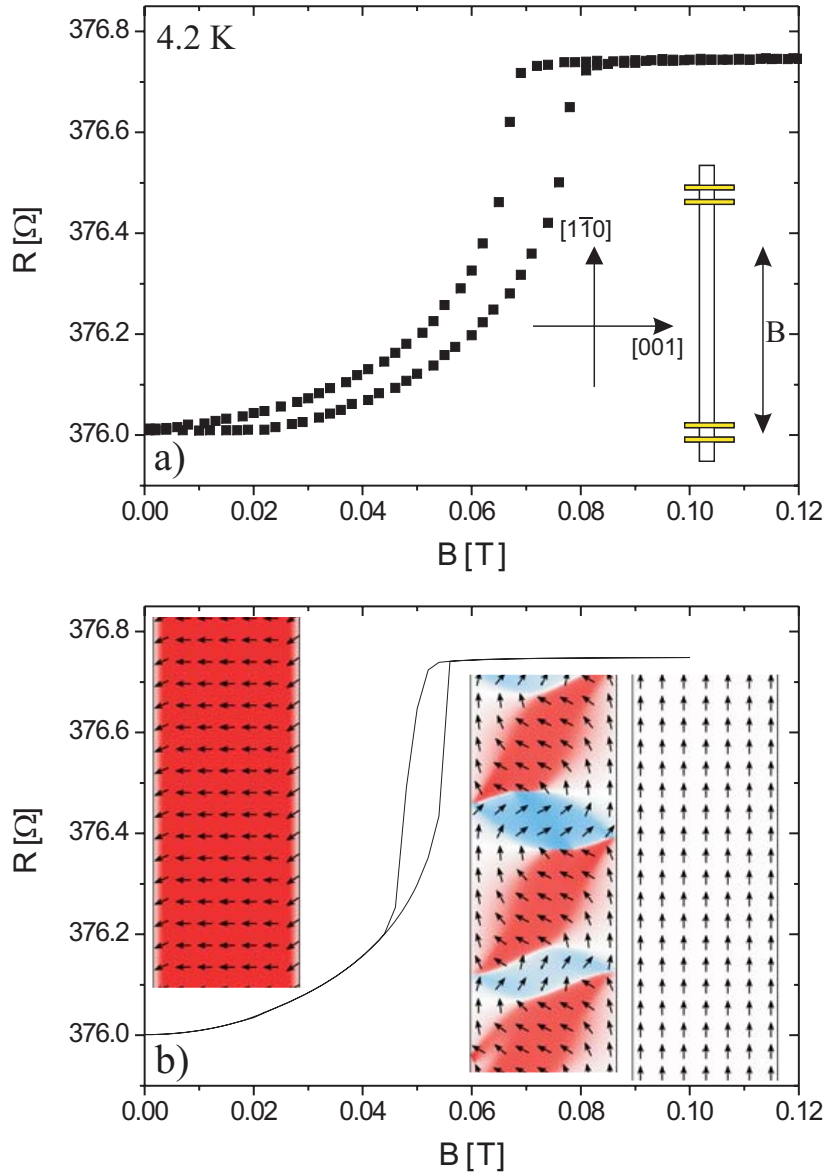


Abbildung 4.13: a) Widerstandsmessung einer 2 μm breiten Leiterbahn, die parallel zur $[1\bar{1}0]$ -Richtung orientiert ist, in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes parallel zur Leiterbahnachse. Die Messung wurde bei 4.2 K durchgeführt. b) Aus OOMMF-Simulationen berechneter Magnetowiderstand aufgrund des AMR-Effektes.

mänenbildung zu erkennen. Das rechte Inset zeigt den vollständig aufmagnetisierten Zustand der Leiterbahn, bei dem die Magnetisierung vollständig parallel zur Leiterbahnachse orientiert ist. Die durchgezogene Linie zeigt die aus diesen Simulationen berechneten Widerstandsänderungen aufgrund des AMR-Effektes. Es lässt sich feststellen, dass auch hier eine gute Übereinstimmung der theoretischen Berechnungen mit den experimentellen Daten vorliegt. Die einzigen wesentlichen Unterschiede sind, dass die Ummagnetisierung in der Simulation schon bei kleineren externen Magnetfeldern vollständig abgeschlossen ist und die Hysterese etwas schmäler ist.

Anhand von MFM-Aufnahmen (s. Abbildung 4.10) wurde gezeigt, dass eine Reorientierung der effektiven leichten Achse der Magnetisierung bei einer Reduzierung der Leiterbahnbreite stattfindet. Um dies ebenfalls mit Magnetowiderstandsmessungen zu bestätigen, wurde die in Abbildung 4.13 gezeigte Messung für schmalere Leiterbahnen wiederholt. Abbildung 4.14 zeigt eine Magnetowiderstandsmessung bei 4.2 K einer 250 nm breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, die parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert ist. Das Magnetfeld ist entlang der Leiterbahnachse angelegt. Hier zeigt sich ein deutlich verändertes Verhalten. Ausgehend von Remanenz sinkt der Widerstand zunächst ab. Nach Durchlaufen eines Minimums steigt der Widerstand auf einen im Vergleich zum Remanenzwert leicht erhöhten Wert an. Bei Reduzieren des Magnetfeldes sinkt der Widerstand kontinuierlich auf den Remanenzwert ab.

Dieses Verhalten kann wieder mit dem AMR-Effekt erklärt werden. Die Leiterbahn ist in Remanenz weitgehend longitudinal magnetisiert. Das Absinken des Widerstandes ausgehend von Remanenz kann dann mit der Nukleation von quer zur Leiterbahn magnetisierten Bereichen erklärt werden, die gemäß dem AMR den Widerstand verringern. Nach dem Widerstandsminimum wird die Magnetisierung vollständig parallel zur Leiterbahnachse ausgerichtet. Bei der Reduzierung des Magnetfeldes bleibt die Leiterbahn weitgehend in dem aufmagnetisierten Zustand. Das hier beobachtete Verhalten ähnelt dem Verhalten von breiten polykristallinen Co-Leiterbahnen, deren Ummagnetisierungsverhalten in einer vorangegangenen Doktorarbeit ausführlich untersucht wurde [21]. Dies zeigt, dass für diese epitaktische Fe-Leiterbahn die effektive leichte Richtung der Magnetisierung nun parallel zur Leiterbahn orientiert ist, da die erhöhte Formanisotropie über die kristalline Anisotropie dominiert.

Dieses Verhalten kann ebenfalls durch OOMMF-Simulationen bestätigt werden, die in Abbildung 4.14b) gezeigt sind. Das obere Inset zeigt die OOMMF-Simulation in Remanenz. Hier wird in Übereinstimmung mit dem Experiment im mittleren Teil der Leiterbahn eine longitudinale Orientierung der Magnetisierung gefunden. An den Enden der Leiterbahn ist bereits Domänenbildung zu erkennen. Bei Anlegen eines kleinen externen Magnetfeldes wird ein größerer transversaler Anteil der Magnetisierung beobachtet (unteres Inset), der den Widerstand gemäß dem AMR-Effekt reduziert. Aus diesen Bildern wird, wie bei den vorherigen Messungen, der Magnetowiderstand be-

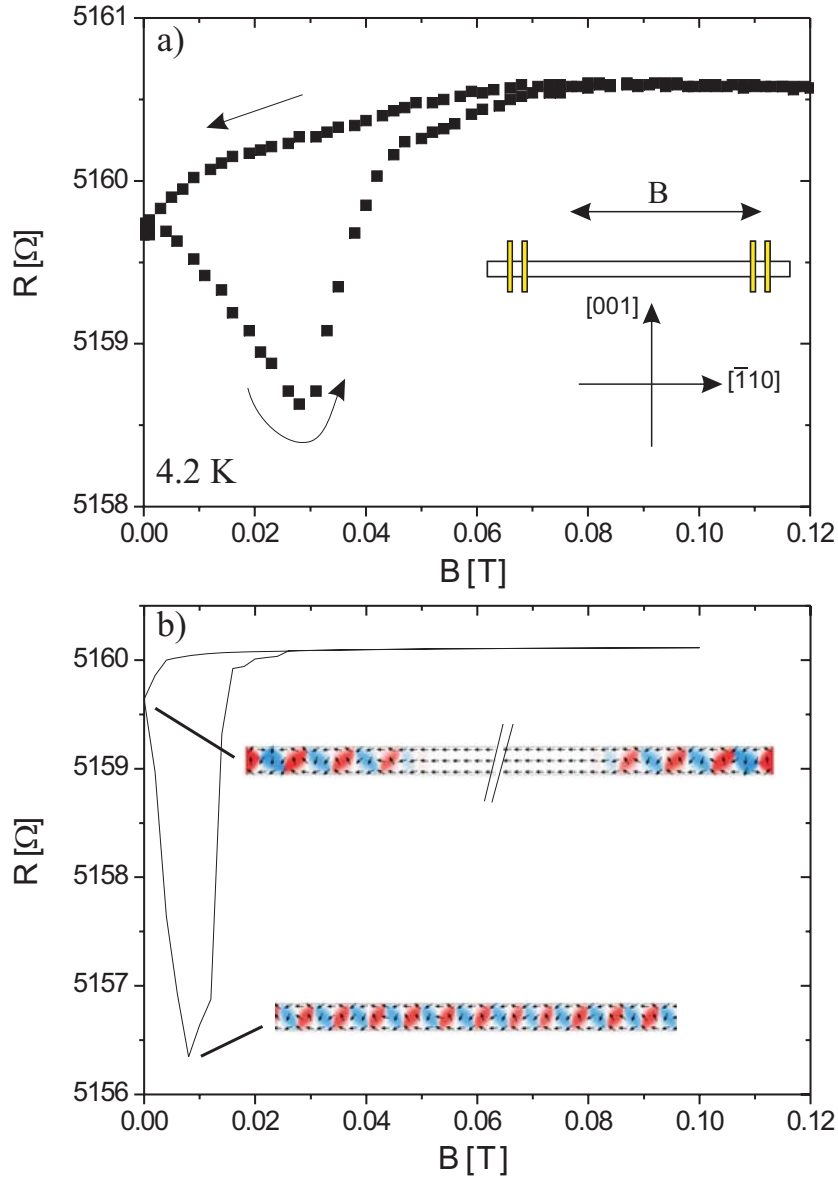


Abbildung 4.14: a) Widerstandsmessung einer 250 nm breiten Leiterbahn, die parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert ist, in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes parallel zur Leiterbahnachse. Die Messung wurde bei 4.2 K durchgeführt. b) Aus OOMMF-Simulationen berechneter Widerstand aufgrund des AMR-Effektes.

rechnet, der aus dem AMR-Effekt resultiert. Das Ergebnis ist als durchgezogene Linie gezeigt. Es zeigt sich auch hier eine gute Übereinstimmung mit dem experimentell gemessenen Magnetowiderstand. Die Umschaltfelder stimmen allerdings auch hier nicht überein.

Das Magnetowiderstandsverhalten polykristalliner Leiterbahnen in longitudinaler Geometrie wurde in der Vergangenheit ausführlich untersucht [23, 163, 164]. Hierbei wurde bis zum Koerzitivfeld eine kleine Widerstandsabnahme aufgrund eines geringen Anteils transversaler Momente in der Leiterbahn gefunden. Das Magnetowiderstandsverhalten einer epitaktischen Fe-Leiterbahn mit einer Breite von $2.8\text{ }\mu\text{m}$ in longitudinaler Geometrie ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Die Leiterbahn ist parallel zur leichten [001]-Richtung orientiert, das Magnetfeld ist ebenfalls in die [001]-Richtung angelegt. Abbildung 4.15a) zeigt eine bei 4.2 K durchgeführte Messung, Abbildung 4.15b) zum Vergleich eine Messung bei Zimmertemperatur. Für die Messung bei 4.2 K wird im Rahmen der Messgenauigkeit ein magnetfeldunabhängiger Widerstand gemessen. Dies lässt sich dadurch erklären, dass sowohl die Formanisotropie als auch die kristalline Anisotropie eine Magnetisierung entlang der Leiterbahnachse bevorzugen. Somit ist die Bildung transversaler magnetischer Momente energetisch sehr ungünstig, weswegen der Anteil transversaler Magnetisierung so gering ist, dass der daraus resultierende AMR-Effekt nicht detektierbar ist. Daher kann - im Gegensatz zu polykristallinen Leiterbahnen - bei 4.2 K das Koerzitivfeld der Leiterbahnen nicht identifiziert werden.

Abbildung 4.15b) zeigt eine Magnetowiderstandsmessung einer $2.8\text{ }\mu\text{m}$ breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn bei Zimmertemperatur. Die Pfeile verdeutlichen die Messrichtung. Ausgehend von Sättigung wird bei Reduzierung des Magnetfeldes ein linearer Widerstandsanstieg bis zu Remanenz gefunden. Auch bei Anlegen eines Magnetfeldes in die Gegenrichtung setzt sich zunächst der Widerstandsanstieg fort, bis es bei einem Feld von 17 mT zu einer sprunghaften Widerstandsabnahme kommt. Bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes nimmt der Widerstand linear ab. Wird nun das Magnetfeld verringert, so erhöht sich der Widerstand linear bis es bei -17 mT erneut zu einer sprunghaften Widerstandsabnahme kommt.

Das lineare Magnetowiderstandsverhalten lässt sich aufgrund von Elektron-Magnon Streuung erklären. Durch die Veränderung des Magnonenspektrums durch das externe Magnetfeld ergibt sich eine lineare Widerstandsabnahme für den Fall, dass Magnetisierung und Magnetfeld parallel zueinander orientiert sind [165]. Die Stärke dieses Effektes hängt von der Temperatur ab, da diese für das Magnonenspektrum von entscheidender Bedeutung ist. Die hier beobachtete Größenordnung des Effektes liegt mit etwa $0.01\text{ }\mu\Omega\text{cm/T}$ in dem von Raquet et al. berechneten Bereich [165]. Bei Anlegen eines kleinen Magnetfeldes in die Gegenrichtung ergibt sich demnach zunächst ein linearer Widerstandsanstieg aufgrund der veränderten Elektron-Magnon Streuung, da hier Magnetfeld und Magnetisierung antiparallel orientiert sind (siehe Skizzen

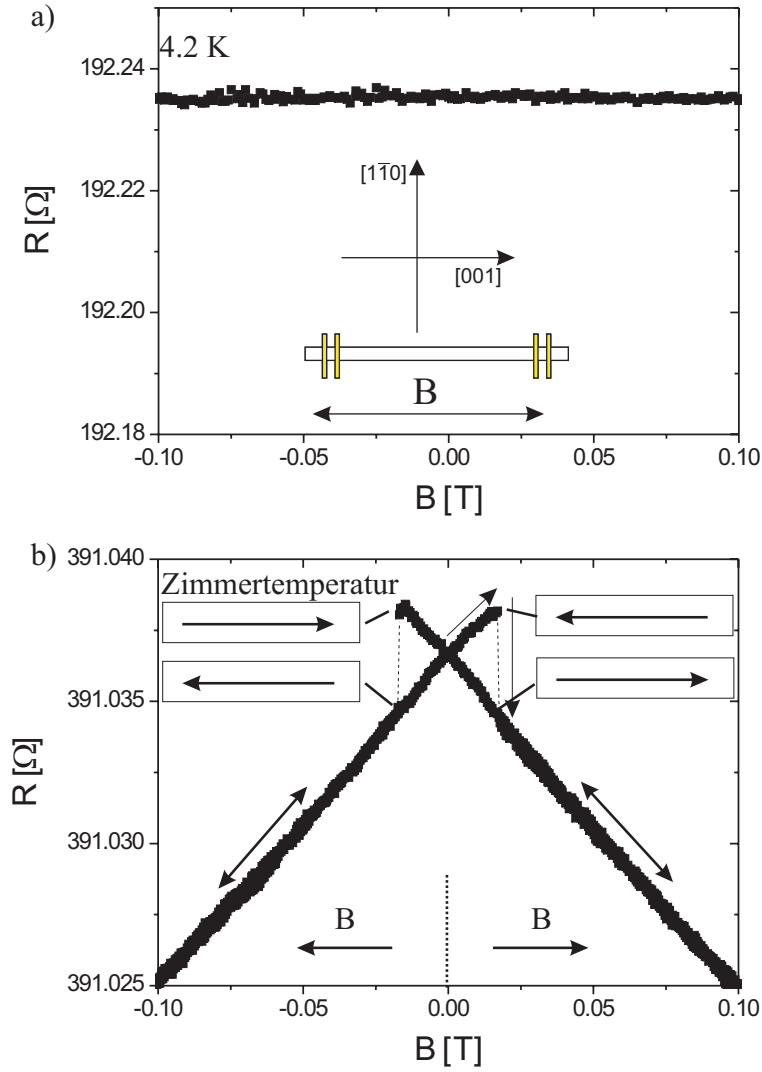


Abbildung 4.15: Magnetowiderstandsmessung einer $2.8 \mu\text{m}$ breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, die parallel zur leichten $[001]$ -Richtung orientiert ist. Das Magnetfeld ist parallel zur Leiterbahnachse angelegt. a) Messung bei 4.2 K. b) Messung bei Zimmertemperatur.

in Abbildung 4.15b). Der Widerstandssprung bei 17 mT ergibt sich demnach durch das Umschalten der Leiterbahn, wodurch sich das Vorzeichen des Elektron-Magnon-Widerstandsbeitrages ändert. Demnach kann das Feld, bei dem der Widerstandssprung auftritt, als Koerzitivfeld interpretiert werden. Dieses Magnetowiderstandsverhalten unterscheidet sich deutlich von dem Magnetowiderstandsverhalten, dass in polykristallinen Materialien beobachtet wird. Die dort beobachteten Widerstandsbeiträge aufgrund des AMR können in den hier untersuchten epitaktischen Leiterbahnen auch bei Zimmertemperatur nicht beobachtet werden. Dies kann durch die starke kristalline Anisotropie erklärt werden, die verhindert, dass transversale Magnetisierungs Komponenten in der Leiterbahn vorhanden sind. Der Ummagnetisierungsprozess geschieht durch Nukleation einer Domäne am Ende der Leiterbahn. Beim Koerzitivfeld löst sich diese dort und durchwandert die Leiterbahn, wobei diese vollständig ummagnetisiert wird. Dieser Ummagnetisierungsprozess selbst geschieht zu schnell, um ihn mit Magnetowiderstandsmessungen detektieren zu können.

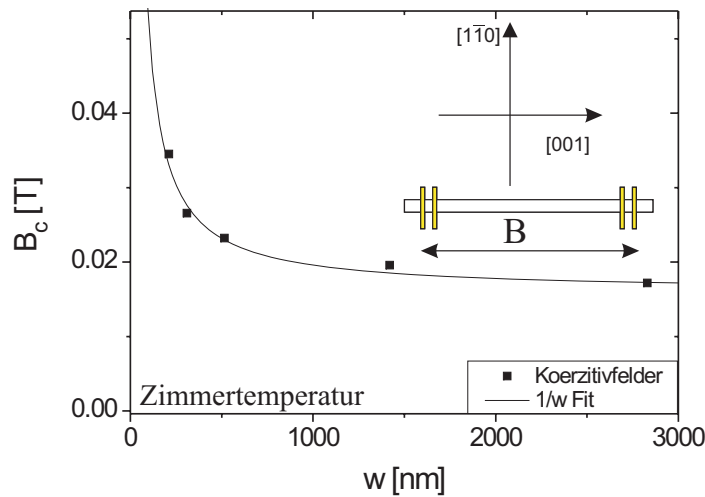


Abbildung 4.16: Abhängigkeit der Koerzitivfelder einzelner epitaktischer Fe-Leiterbahnen von der Leiterbahnbreite bei Zimmertemperatur. Die Leiterbahnen sind hierbei parallel zur [001]-Richtung orientiert, das Magnetfeld ist parallel zur Leiterbahnnachse angelegt.

Die in Abbildung 4.15 gezeigte Messung wurde zusätzlich für weitere Leiterbahnen mit variierender Leiterbahnbreite - bei gleichbleibender Orientierung der Leiterbah-

nen - durchgeführt. Das prinzipielle Magnetowiderstandsverhalten der Leiterbahn unterscheidet sich dabei nicht von der in Abbildung 4.15 gezeigten Messung. Es wird allerdings eine Abhängigkeit des Koerzitivfeldes von der Leiterbahnbreite gefunden, wie sie für polykristalline Materialien bekannt ist [164]. Abbildung 4.16 zeigt die gemessene Abhängigkeit des Koerzitivfeldes von der Leiterbahnbreite. Zu erkennen ist ein Anstieg des Koerzitivfeldes mit abnehmender Leiterbahnbreite. Dies liegt daran, dass mit abnehmender Leiterbahnbreite die Formanisotropie zunimmt. In einem einfachen Modell kann der Entmagnetisierungsfaktor von Leiterbahnen durch einen Term der Form $\frac{1}{w}$ angenähert werden [166]. Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.16 zeigt eine Anpassung der experimentellen Daten an eine solche Funktion. Hierbei ist eine gute Übereinstimmung zwischen den Messpunkten und der Fitfunktion zu erkennen.

Im Gegensatz zu den in Abbildung 4.12 gezeigten Sättigungsfeldern sind die Koerzitivfelder nicht direkt mit den Anisotropiefeldern verknüpft. Vielmehr wird das Koerzitivfeld durch die Nukleation einer umgekehrt magnetisierten Domäne bestimmt und ein direkter Vergleich mit Formanisotropiefeldern, wie er in Abbildung 4.12 durchgeführt wurde, ist für den hier gezeigten Fall nicht möglich [167].

Das Ummagnetisierungsverhalten quer magnetisierter Leiterbahnen in einem Magnetfeld, welches ebenfalls quer zur Leiterbahn angelegt ist, wurde auch untersucht. Abbildung 4.17a) zeigt das Magnetowiderstandsverhalten einer 1 μm breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, die senkrecht zur leichten [001]-Richtung orientiert ist. Das Magnetfeld ist hierbei parallel zur [001]-Richtung angelegt. Die Messung wurde bei Zimmertemperatur durchgeführt. Ausgehend von Sättigung wird zunächst bei Reduzierung des externen Magnetfeldes eine lineare Widerstandszunahme beobachtet. Ab einem Feld von etwa -80 mT wird die Widerstandszunahme kontinuierlich steiler, bis bei einem Magnetfeld von etwa +20 mT eine sprunghafte Widerstandsabnahme beobachtet wird. Bei einer weiteren Erhöhung des Magnetfeldes nimmt der Widerstand ab. Diese Widerstandsabnahme ist ab einem Magnetfeld von etwa +80 mT annähernd linear.

Das beobachtete Magnetowiderstandsverhalten kann mit Hilfe des AMR sowie der Elektron-Magnon Streuung erklärt werden. Das lineare Widerstandsverhalten ist analog zu dem anhand von Abbildung 4.15 diskutierten Verhalten auf Elektron-Magnon Streuung zurückzuführen. In hohen Magnetfeldern ist die Magnetisierung nahezu vollständig transversal zur Leiterbahn orientiert und der Widerstand aufgrund des AMR minimal. Bei einer Reduzierung des Magnetfeldes verkippt die Magnetisierung am Rand der Leiterbahn etwas, da dadurch das Streufeld verringert wird und somit zu einem energetisch günstigeren Zustand führt. Diese Verkipfung der Magnetisierung führt aufgrund des AMR-Effektes zu einer Erhöhung des Widerstandes. An der Stelle der sprunghaften Widerstandsabnahme wird die Leiterbahn komplett ummagnetisiert. Dies geschieht nach Nukleation eines kleinen Bereiches, der in Feldrichtung magneti-

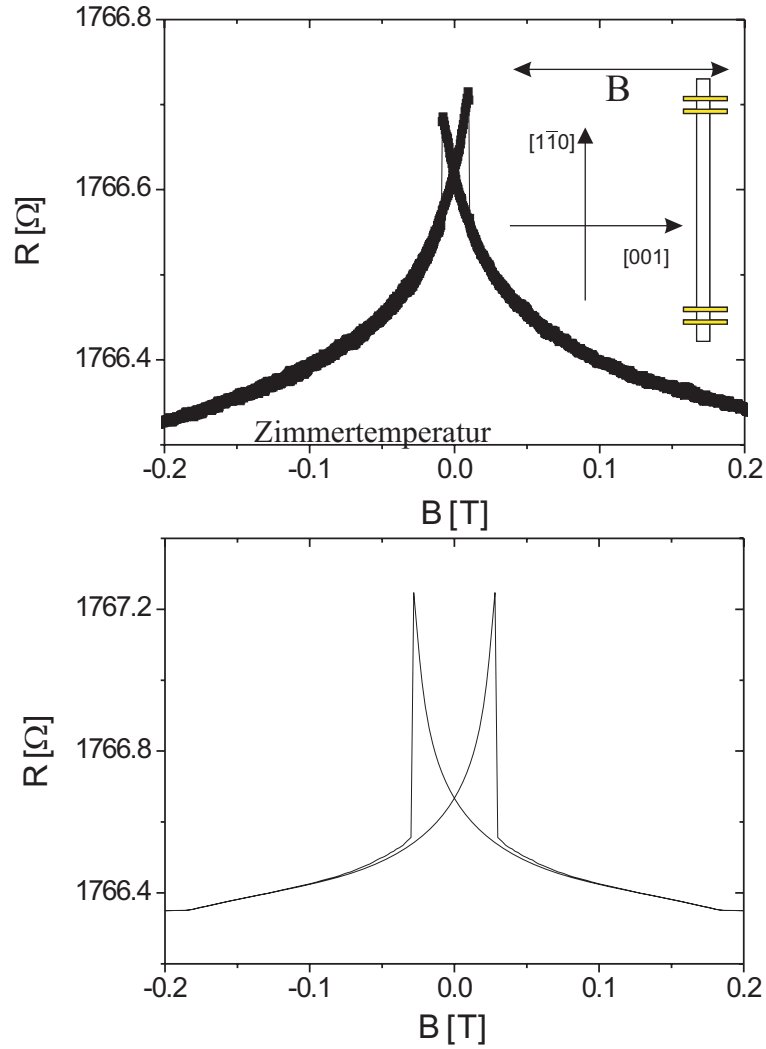


Abbildung 4.17: a) Widerstandsmessung einer 1 μm breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, die parallel zur $[1\bar{1}0]$ -Richtung orientiert ist. Das Magnetfeld wurde hierbei in die leichte $[001]$ -Richtung, also senkrecht zur Leiterbahnachse angelegt. Die Messung wurde bei Zimmertemperatur durchgeführt. b) AMR-Berechnung anhand von OOMMF-Simulationen, wobei Anisotropiekonstanten bei Zimmertemperatur verwendet wurden.

siert ist. Dieser breitet sich, analog zu dem für den longitudinalen Magnetowiderstand diskutierten Verhalten, schnell durch die Leiterbahn aus. Demnach kann das Magnetfeld, an dem der Widerstandssprung auftritt, als Koerzitivfeld der Leiterbahn identifiziert werden. Bei steigenden Magnetfeldern sinkt der Widerstand zunächst aufgrund der Aufhebung der Verkipfung am Rand der Leiterbahn und in hohen Magnetfeldern zusätzlich auch aufgrund der Elektron-Magnon-Streuung wieder ab.

Dieses Magnetowiderstandsverhalten kann wiederum anhand von OOMMF-Simulationen bestätigt werden. In Abbildung 4.17b) ist der anhand von diesen Simulationen berechnete Widerstandsbeitrag aufgrund des AMR-Effektes dargestellt. Erneut zeigt die AMR-Berechnung eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen, wobei der genaue Wert des Koerzitivfeldes in den Simulationen nicht reproduziert werden kann.

Im hier vorliegenden Fall wirkt die Formanisotropie entgegen der kristallinen Anisotropie. Demnach sorgt eine steigende Formanisotropie aufgrund abnehmender Leiterbahnbreite in diesem Fall dafür, dass das Koerzitivfeld *verringert* wird. Die Abnahme des Koerzitivfeldes ist hierbei betragsmäßig identisch mit der Zunahme, die in Abbildung 4.16 beobachtet wurde. Der Einfluss der Formanisotropie ist also äußerst reproduzierbar in den untersuchten Leiterbahnen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich das Ummagnetisierungsverhalten epitaktischer Fe-Leiterbahnen anhand der im letzten Kapitel bestimmten magnetischen Eigenschaften der Leiterbahnen quantitativ verstehen lässt. Bei Anlegen eines Magnetfeldes in der effektiven schweren Richtung der Leiterbahn wird das Ummagnetisierungsverhalten durch eine Rotation der Magnetisierung bestimmt. Die Veränderung des Sättigungsfeldes mit der Leiterbahnbreite kann quantitativ durch die Formanisotropie beschrieben werden. Longitudinal magnetisierte Leiterbahnen zeigen ein Ummagnetisierungsverhalten, das von polykristallinen Leiterbahnen bekannt ist. Aufgrund der epitaktischen Präparation der hier untersuchten Leiterbahnen sind jedoch die Einflüsse des AMR geringer. Bei Zimmertemperatur wird das Magnetowiderstandsverhalten durch Elektron-Magnon Streuung charakterisiert. Durch diesen Beitrag ist es möglich, das Koerzitivfeld zu bestimmen. In Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen wird hier ein Anstieg des Koerzitivfeldes zu schmalere Leiterbahnbreiten proportional zu $1/w$ gefunden. Die gleiche Zunahme des Einflusses der Formanisotropie wird auch in quer zur Leiterbahnnachse magnetisierten Leiterbahnen beobachtet.

4.4 Quantentransport

Theoretische Arbeiten zum Domänenwandwiderstand sagen einen Beitrag aufgrund der Unterdrückung schwacher Lokalisierung voraus [18, 70, 168]. Daher wird in Bezug auf die später durchgeführten Messungen zum Domänenwandwiderstand untersucht, ob Beiträge schwacher Lokalisierung in dem in dieser Arbeit untersuchten Probensystem vorhanden sind.

In der Schichtebene magnetisierte ferromagnetische Leiterbahnen sind ein geeignetes System zur Untersuchung von Effekten schwacher Lokalisierung in ferromagnetischen Materialien [22]. Da es sich um ein zweidimensionales System handelt, liegen die Diffusionspfade der Elektronen innerhalb der Schichtebene und das zu der Magnetisierung gehörige Vektorpotential kann somit keinen Einfluss auf die Phasenkohärenz der Elektronen haben. Um zwischen Beiträgen der schwachen Lokalisierung und Beiträgen von erhöhter Elektron-Elektron Wechselwirkung unterscheiden zu können, werden temperaturabhängige Messungen des Widerstandes in verschiedenen Magnetfeldern durchgeführt, wie in Kapitel 2.4.3 erläutert wurde.

Abbildung 4.18 zeigt die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes einer $3\text{ }\mu\text{m}$ breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, die parallel zur $[001]$ -Richtung orientiert ist. Die leichte Richtung der Magnetisierung ist demnach parallel zur Leiterbahnnachse orientiert. Die Messungen werden für unterschiedliche Magnetfeldstärken senkrecht zur Schichtebene durchgeführt. Bei der Messung ohne externes Magnetfeld wird ausgehend von hohen Temperaturen zunächst der klassisch erwartete Fall der Widerstandsabnahme beobachtet. Nach Durchlaufen eines Widerstandsminimums bei etwa $T \approx 8\text{ K}$ steigt der Widerstand zu tiefen Temperaturen wieder an. In der logarithmischen Auftragung beobachtet man einen linearen Zusammenhang, demnach steigt der Widerstand logarithmisch an. Dieser logarithmische Widerstandsanstieg wird sowohl für den zweidimensionalen Fall der Elektron-Elektron Wechselwirkung als auch für den zweidimensionalen Fall der schwachen Lokalisierung erwartet.

Eine Unterscheidung dieser beiden Effekte wird durch Anlegen eines externen Magnetfeldes erreicht. Hier gezeigt sind weitere Messungen für externe Magnetfelder von 0.3 T , 0.5 T und 1.0 T . Hierbei ist zunächst zu beobachten, dass die Kurven mit steigendem Magnetfeld zu geringeren Widerständen verschoben werden. Dies lässt sich aufgrund des Anisotropen Magnetowiderstandes verstehen. Mit zunehmendem Magnetfeld wird die Magnetisierung aus der Schichtebene herausgedreht. Dadurch ändert sich der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Stromrichtung, wodurch sich der Widerstand aufgrund des AMR-Effektes verringert. Abgesehen von dieser Verschiebung sind die in Abbildung 4.18 für externe Magnetfelder gemessenen Widerstände gegenüber der Remanenz-Messung unverändert. Bei tiefen Temperaturen wird ein logarithmischer Widerstandsanstieg beobachtet, der keine Veränderung der Stei-

gung in externen Magnetfeldern aufweist. Somit kann geschlussfolgert werden, dass keine Beiträge aufgrund von schwacher Lokalisierung vorhanden sind. Der Widerstand ist demnach auf die erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung zurückzuführen.

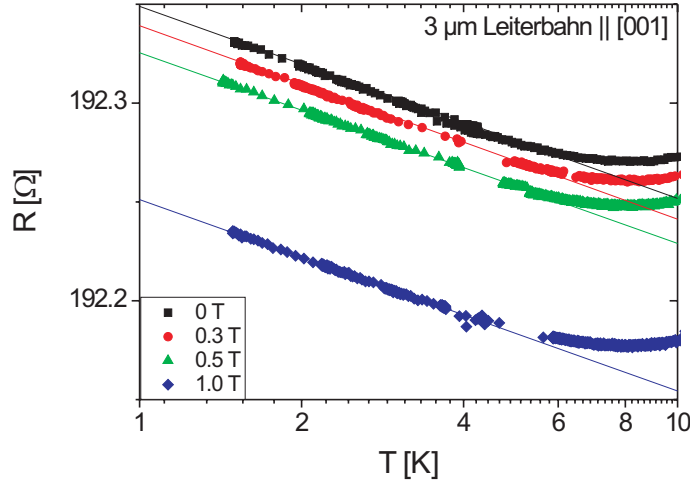


Abbildung 4.18: Temperaturabhängigkeit des Widerstandes im Bereich von 1.4 K bis 10 K für verschiedene externe Magnetfelder, die senkrecht zur Schichtebene angelegt sind. Die durchgezogenen Linien sind Fits mit Hilfe einer Formel von Neuttiens et al. für erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung [169].

Um dies auch quantitativ zu überprüfen, sind Vergleiche von theoretischen Berechnungen mit den Messwerten durchgeführt worden. Neuttiens et al. haben eine Formel entwickelt, die die Leitwertänderungen δG_{EEI}^{1d-2d} aufgrund erhöhter Elektron-Elektron Wechselwirkung sowohl im ein- als auch im zweidimensionalen Fall beschreibt [169]. Hieraus ergibt sich unter Verwendung von Gleichung 2.29 mit dem auf eine quadratische Einheitsfläche normierten Widerstand R_{\square} für die Widerstandsänderung $\delta R_{EEI}^{1d-2d} = R_{\square}^2 \cdot \delta G_{EEI}^{1d-2d}(T)$ und somit:

$$\delta R_{EEI}^{1d-2d}(T) = R_{\square}^2 \cdot \frac{\alpha e^2}{\pi \hbar} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\left(\frac{w^2}{L_T^2} + (n\pi)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} - \left(\frac{w^2}{L_{T_0}^2} + (n\pi)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \right) \quad (4.3)$$

Hierbei ist α ein Abschirmungsparameter, L_T die thermische Diffusionslänge, L_{T_0} die thermische Diffusionslänge bei einer Referenztemperatur und w die Leiterbahnbreite.

Die resultierenden Widerstandsanstiege sind in Abbildung 4.18 als durchgezogene Linien gezeigt. Die gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zeigt, dass sich die durchgeführten Messungen quantitativ mit erhöhter Elektron-Elektron Wechselwirkung erklären lassen. Für den Vergleich mit Messungen aus der Literatur wird die Leitwertänderung über eine Dekade der Temperatur $\Delta G(10)$ verwendet, wie sie in Abschnitt 2.4.3 eingeführt wurde. Für die Berechnung von $\Delta G(10)$ wird stets die Extrapolation der Fitfunktionen auf 10 K und 1 K verwendet. Die Krümmung der Kurve im Bereich von 8 K hat demnach keinen Einfluss auf die Bestimmung von $\Delta G(10)$. Für die hier gezeigte Leiterbahn ergibt sich ein Wert von $\Delta G(10) = 3.05 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit Werten, die für polykristalline Leiterbahnen gefunden wurden [23, 102]. Beiträge von schwacher Lokalisierung können im Rahmen der Messgenauigkeit von $\Delta G(10) = 5 \cdot 10^{-7} \Omega^{-1}$ ausgeschlossen werden.

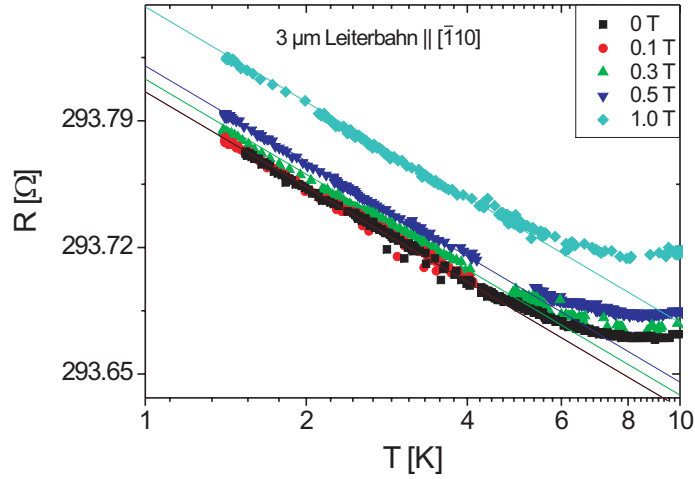


Abbildung 4.19: Temperaturabhängigkeit des Widerstandes im Bereich von 1.4 K bis 10 K für verschiedene externe Magnetfelder, die senkrecht zur Schichtebene angelegt sind. Die 3 μm breite Leiterbahn ist parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert und somit in Remanenz transversal zur Leiterbahnachse magnetisiert.

Das epitaktische Probensystem bietet im Gegensatz zu den bisher meist untersuchten polykristallinen Leiterbahnen zusätzlich die Möglichkeit, transversal magnetisierte Leiterbahnen zu untersuchen. Abbildung 4.19 zeigt den temperaturabhängigen Widerstand einer 3 μm breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, die parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung

orientiert ist, für verschiedene externe Magnetfelder, die senkrecht zur Schichtebene angelegt sind. Zu Erkennen ist ein ähnlicher Verlauf, wie er bereits in Abbildung 4.18 diskutiert wurde. Bei $T \approx 8$ K liegt ein Widerstandsminimum vor. Zu tiefen Temperaturen steigt der Widerstand logarithmisch an, während er zu hohen Temperaturen linear ansteigt (hier nicht gezeigt). Das Anlegen von externen Magnetfeldern verschiebt die Kurven parallel ohne die Steigung des logarithmischen Widerstandsanstieges zu ändern. Die Parallelverschiebung ist in diesem Fall kleiner als bei dem vorher diskutierten Fall. Dies liegt daran, dass die bei der Ummagnetisierung von der transversalen in die polare Richtung auftretenden Magnetowiderstandseffekte kleiner sind [170].

Auch für diese Leiterbahn lassen sich die auftretenden logarithmischen Widerstandsanstiege mit Hilfe von erhöhter Elektron-Elektron Wechselwirkung erklären, da die Steigung unabhängig vom externen Magnetfeld ist. Die Geraden sind Anpassungen an die erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung. Für die Änderung des Leitwertes über eine Dekade der Temperatur wird ein Wert von $\Delta G(10) = 2.54 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$ gefunden. Dieser Wert ist im Vergleich zu der vorher gezeigten Messung reduziert.

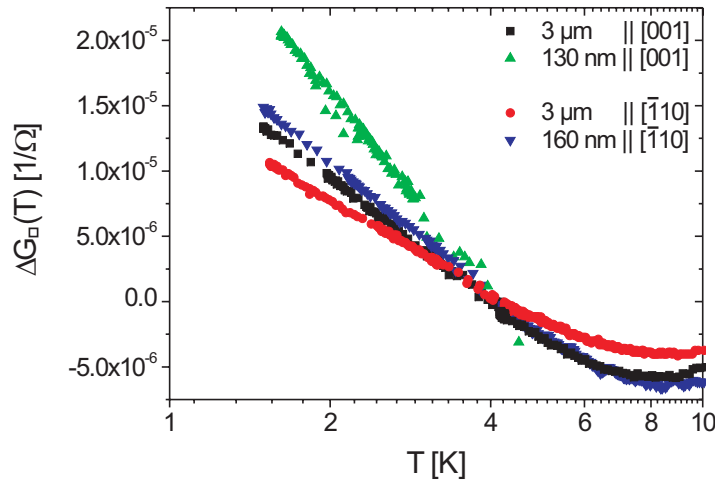


Abbildung 4.20: Abhängigkeit der Leitwerte verschieden breiter und verschieden orientierter epitaktischer Fe-Leiterbahnen von der Temperatur. Die hier gezeigten Daten sind ohne externes Magnetfeld gemessen.

Um diese Abhängigkeit von $\Delta G(10)$ von der Leiterbahnorientierung weiter zu untersuchen, wurden temperaturabhängige Widerstandsmessungen in Abhängigkeit der

Leiterbahnbreite durchgeführt. Um diese Ergebnisse direkt miteinander vergleichen zu können, werden hierbei die Änderungen des Leitwertes berechnet. Abbildung 4.20 zeigt für vier verschiedene Leiterbahnen diese Änderung des Leitwertes für Messungen, die ohne externes Magnetfeld durchgeführt wurden. Es sind hierbei jeweils eine schmale und eine breite Leiterbahn für die Orientierungen parallel zur [001] bzw. $[\bar{1}10]$ -Richtung gezeigt.

Für alle Leiterbahnen wird eine logarithmische Leitwertänderung beobachtet. Bei Variation des externen Magnetfeldes ergibt sich bei diesen Leiterbahnen das gleiche Verhalten, welches bereits für die Messungen in Abbildung 4.18 und 4.19 diskutiert wurde, d.h. der logarithmische Widerstandsanstieg ist unabhängig vom externen Magnetfeld. Demnach ist für alle untersuchten Leiterbahnen kein Widerstandsbeitrag von schwacher Lokalisierung vorhanden. Die logarithmischen Leitwertänderungen sind demnach für alle Leiterbahnen auf erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung zurückzuführen. Für die schmaleren Leiterbahnen wird eine größere Leitwertänderung als für die breiten Leiterbahnen gemessen. Dies ist auf einen beginnenden Übergang von zweidimensionalem zu eindimensionalem Verhalten der Leiterbahnen zurückzuführen. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Leitwertkorrekturen für die Leiterbahnen, die parallel zur [001]-Richtung orientiert sind, größer sind als für die Leiterbahnen, die parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert sind.

Die Abhängigkeit der Leitwertänderungen von der Leiterbahnorientierung und der Leiterbahnbreite wird in Abbildung 4.21 gezeigt. Die Änderungen des Leitwertes über eine Dekade $\Delta G(10)$ ist als Funktion der Leiterbahnbreite w dargestellt. Alle dort gezeigten Punkte resultieren aus Messungen der Temperaturabhängigkeit des Widerstandes in externen Magnetfeldern. Für alle Leiterbahnen wurden keine Anzeichen von schwacher Lokalisierung gefunden. Die grünen Punkte ergeben sich aus Messungen für Leiterbahnen, die parallel zur [001]-Richtung orientiert sind, und die schwarzen Punkte aus Messungen für Leiterbahnen, die parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert sind. Zum Vergleich sind zusätzlich Daten für polykristallines Co gezeigt, die aus Referenz [99] entnommen sind. Für alle gezeigten Messungen liegt der Fehlerbalken in der Größe der Datenpunkte. Für alle drei Datensätze wird ein grundlegend gleiches Verhalten beobachtet. Leiterbahnen mit großer Breite ($w > 1000$ nm) haben einen konstanten Wert $\Delta G(10)$, der unabhängig von der Leiterbahnbreite ist. Mit abnehmender Leiterbahnbreite steigt dann $\Delta G(10)$ stark an. Dies ist mit dem Beginn des Übergangs von zweidimensionalem zu eindimensionalem Verhalten in Bezug auf erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung zu erklären. Dieser Übergang wird durch das Modell von Neuttiens et al. beschrieben [169]. Es wurden die Parameter für das Modell nach Gleichung 4.3 ermittelt, die die beste Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und dem Modell ergeben. Das Ergebnis ist für $\alpha = 1.0$ und $D = 9.8 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ in Abbildung 4.21 als grüne Linie dargestellt. Mit diesen Werten ergibt sich dann eine thermische Diffusionslänge von $D_T \approx 70$ nm. Demnach ist für die kleinste gemessene

Leiterbahn die Breite noch größer als die thermische Diffusionslänge, womit also noch kein rein eindimensionales Verhalten zu erwarten ist. Allerdings sind schon deutliche Abweichungen vom zweidimensionalen Verhalten erkennbar, was durch den vergrößerten Wert von $\Delta G(10)$ zu bemerken ist.

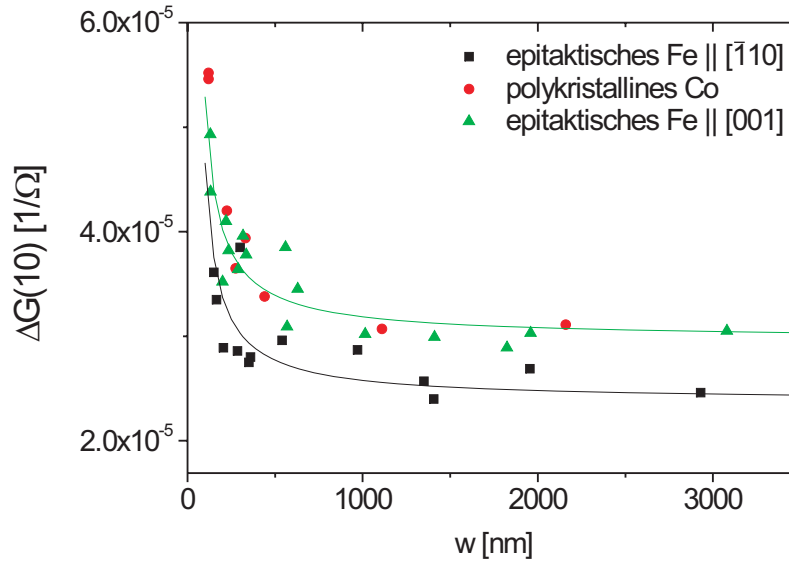


Abbildung 4.21: Abhängigkeit der Leitwertkorrektur $\Delta G(10)$ als Funktion der Leiterbahnbreite für epitaktische Leiterbahnen verschiedener Orientierung. Zum Vergleich sind Daten für polykristalline Kobalt-Leiterbahnen gezeigt (aus [99]).

Abbildung 4.21 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten für die Leiterbahnen parallel zur [001]-Richtung und dem theoretischen Modell. Zusätzlich ist eine gute Übereinstimmung für diese mit den Daten für die polykristallinen Co-Leiterbahnen zu finden. Die Abweichungen einzelner Punkte von dem allgemeinen Verlauf der Kurve können durch Variation des Abschirmparameters in einzelnen Leiterbahnen erklärt werden. Der generelle Verlauf der Messpunkte wird aber gut durch das theoretische Modell beschrieben. Allerdings sind die Werte für $\Delta G(10)$, die für Leiterbahnen parallel zur $[1\bar{1}0]$ -Richtung orientiert sind, im Vergleich zu den anderen Messreihen reduziert. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den Leiterbahnen ist die Orientierung der leichten Achse der Magnetisierung. Demnach hat die Magnetisierungsrichtung offenbar einen leichten Einfluss auf die Stärke der erhöhten Elektron-Elektron Wechselwirkung. Ein direkter Parameter hierfür ist in dem Modell

von Neuttiens et al. nicht enthalten. Daher wird von einer veränderten Abschirmung der Elektronen ausgegangen und versucht, das theoretische Modell unter Variation von α und Beibehaltung von D an die experimentellen Daten anzupassen. Die schwarze Linie in Abbildung 4.21 zeigt eine Berechnung für $\alpha = 0.84$. Die experimentellen Daten lassen sich mit dieser veränderten Abschirmung gut beschreiben. Demnach lassen sich alle experimentellen Daten in guter Übereinstimmung mit dem Modell von Neuttiens et al. beschreiben, wenn eine veränderte Abschirmung angenommen wird. Zusätzlich ist zu erwähnen, dass es unter Beibehaltung des Abschirmungsparameters α und Variation der Diffusionskonstanten D nicht möglich ist, eine gute Übereinstimmung der Theorie mit den experimentellen Daten zu erreichen.

Zusammenfassend lässt sich demnach sagen, dass in epitaktischen ferromagnetischen Systemen keine Beiträge aufgrund schwacher Lokalisierung im Rahmen der Messgenauigkeit von $\Delta(\Delta G(10)) = 5 \cdot 10^{-7} \Omega^{-1}$ gefunden werden konnten. Die gemessenen Widerstandsanstiege lassen sich quantitativ im Rahmen von erhöhter Elektron-Elektron Wechselwirkung erklären. Hierbei wird zusätzlich der Beginn des Übergangs von zweidimensionalem zu eindimensionalem Verhalten gefunden. In einer vorangegangenen Doktorarbeit ist die Abwesenheit von schwacher Lokalisierung in polykristalline Materialien auf die magnetische Inhomogenität der Probe zurückgeführt worden [21]. Sil et al. haben in ihrer theoretischen Arbeit berechnet, dass für magnetisch homogene Materialien schwache Lokalisierung mit einer Stärke von etwa $\Delta G(10) \approx 1 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$ zu beobachten sein sollte [24]. Anhand der bereits gezeigten Daten zum Ummagnetisierungsverhalten einzelner Leiterbahnen konnte gezeigt werden, dass die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Leiterbahnen *magnetisch* homogen sind und keine Domänenbildung in Remanenz vorhanden sind. Allerdings sind in den hier untersuchten Leiterbahnen immer noch strukturelle Inhomogenitäten vorhanden. Da bei Temperaturen im Bereich von mK an einkristallinem ferromagnetischem (Ga,Mn)As Quanteneffekte aufgrund schwacher Antilokalisierung beobachtet werden konnten, ist demnach der nächste Schritt, Leiterbahnen mit noch besserer struktureller Qualität, d.h. mit größerer Korngröße bzw. bei tieferen Temperaturen zu messen.

Quantentransport in Fe/GaAs(110) bei $T < 1\text{K}$

In Zusammenarbeit mit Dr. D. Neumaier aus der Gruppe von Prof. Dr. Weiß an der Universität Regensburg wurden die epitaktischen Fe-Leiterbahnen in einem He³/He⁴-Mischungskryostaten bei Temperaturen bis zu 20 mK untersucht. Die Messapparatur ist im Detail in [103] beschrieben. Abbildung 4.22 zeigt den Widerstand einer 1.4 μm breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes, das senkrecht zur Schichtebene angelegt wurde. Die leichte Achse der Magnetisierung ist senkrecht zur Leiterbahnachse orientiert, so dass die Magnetisierung in Remanenz

transversal zur Leiterbahn orientiert ist. Die Messung wurde für verschiedene Temperaturen bis herunter zu 20 mK durchgeführt. Bei der Messung bei 650 mK findet man ausgehend von Remanenz nach Durchlaufen eines kleinen Widerstandsmaximums eine Widerstandsabnahme bis zu einem Magnetfeld von etwa 2 T. Anschließend steigt der Widerstand wieder leicht an.

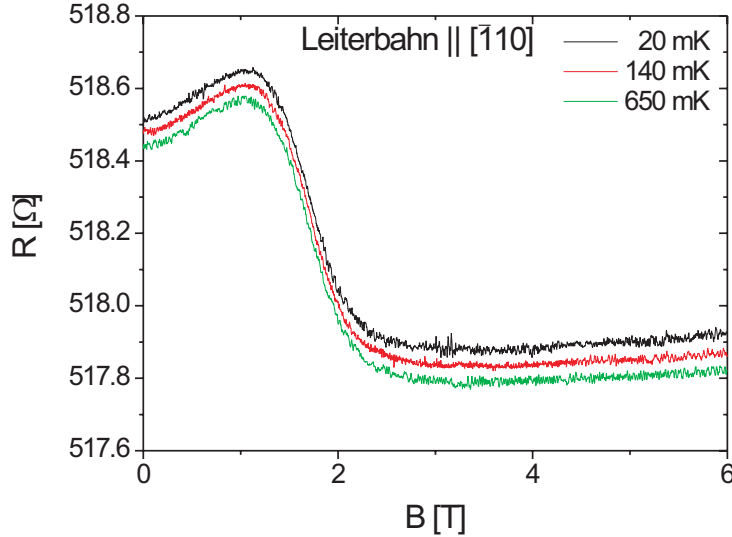


Abbildung 4.22: Widerstand als Funktion des externen Magnetfeldes für eine 1.4 μm breite epitaktische Fe-Leiterbahn auf GaAs(110). Die leichte Richtung der Magnetisierung ist transversal zur langen Leiterbahnachse orientiert, d.h. in Remanenz liegt eine transversale Magnetisierung vor.

Der Widerstand im Bereich bis zu einem Magnetfeld von 2 T ist hierbei im Wesentlichen durch den AMR gegeben. In Remanenz liegt eine transversale Magnetisierung vor, in Sättigung ist die Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene orientiert. Sowohl für die transversale als auch für die senkrechte Magnetisierung ist der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Stromrichtung 90° und zunächst ist kein Unterschied aufgrund des AMR-Effektes zu erwarten. Es ist jedoch von Rijks et al. aufgrund von Grenzflächenstreuung eine verringerte Größe des AMR in transversaler Geometrie berechnet worden [170]. Dieser Effekt ist auch bereits experimentell nachgewiesen worden [171]. Demnach kann mit diesem Modell erklärt werden, dass der Widerstand in Sättigung im Gegensatz zu Remanenz verringert ist, obwohl in beiden Zuständen die Magnetisierung senkrecht zur Stromrichtung orientiert ist.

Das Auftreten eines kleinen Widerstandsmaximums kann aufgrund des Ummagnetisierungsprozesses erklärt werden. Hierbei werden zunächst die longitudinalen Magnetisierungskomponenten am Rand der Leiterbahn verstärkt, was zu einer Widerstandszunahme führt. Weiterhin ist es möglich, dass es zu Domänenbildung kommt. Der leichte Widerstandsanstieg in hohen Magnetfeldern kann sowohl mit der Beeinflussung der Elektron-Magnon Streuung durch das externe Magnetfeld [165] als auch mit erhöhter Elektron-Elektron Wechselwirkung erklärt werden.

Der Vergleich der Messungen für verschiedene Temperaturen ergibt, dass alle Messungen das gleiche Verhalten zeigen, d.h. die Kurven sind für sinkende Temperaturen lediglich parallel nach oben verschoben. Durch das Auftreten schwacher Lokalisierung müssten sich Unterschiede zwischen den Verläufen der Magnetowiderstandskurven zeigen. Da diese nicht vorhanden sind, kann geschlussfolgert werden, dass auch bei Temperaturen bis zu 20 mK keine Anzeichen von schwacher Lokalisierung zu finden sind. Auf eine Darstellung des Widerstandes als Funktion der Temperatur für verschiedene Magnetfelder musste verzichtet werden, da in dem hier verwendeten Aufbau jede Temperatur einzeln sehr langsam stabilisiert werden muss und eine solche Messung demnach aus technischen Gründen nicht möglich ist.

Weiterhin sei an dieser Stelle erwähnt, dass die hier gezeigte Messkurve zwar Ähnlichkeiten mit dem von schwacher Antilokalisierung erwarteten Magnetowiderstandsverhalten hat (s. Abbildung 2.11, rote Kurve), sich jedoch keine Parameter finden lassen, mit denen sich das hier gezeigte Magnetowiderstandsverhalten reproduzieren lässt. Zusätzlich wird das gezeigte Magnetowiderstandsverhalten auch bei höheren Temperaturen gefunden, so dass das Maximum nicht aufgrund schwacher Antilokalisierung entstehen kann.

Diese Untersuchungen wurden in gleicher Art für Leiterbahnen parallel zur leichten Achse der Magnetisierung durchgeführt. Auch für diese Leiterbahnen zeigt sich das oben diskutierte Verhalten. Es kann also bis zu Temperaturen von 20 mK kein Einfluss von schwacher Lokalisierung festgestellt werden.

Quantentransport in Fe/ZnSe(001) Leiterbahnen

Zur Untersuchung der schwachen Lokalisierung in ferromagnetischen Materialien mit einer im Vergleich zu den bisher betrachteten Fe-Leiterbahnen verbesserten strukturellen Qualität werden Fe-Leiterbahnen auf ZnSe(001) hergestellt. Es ist aus der Literatur bekannt, dass die Gitterfehlpassung von Fe auf ZnSe kleiner ist als auf GaAs [172]. Dies resultiert in einem lagenweisen Wachstum der Fe-Schichten auf ZnSe und führt somit zu verbesserter struktureller Qualität [173]. Andere Gruppen verwendeten für die Herstellung dieser Schichten stets GaAs-Substrate, auf die zusätzlich eine ZnSe

Schicht aufgebracht wurde [174]. Im Rahmen dieser Arbeit wird Fe erstmals epitaktisch direkt auf einem ZnSe(001)-Substrat gewachsen. Die Fe-Filme werden hierbei bei einer Temperatur von 150 °C aufgewachsen. Dies entspricht den in der Literatur für lagenweises Wachstum verwendeten Parametern. Ebenso wie für die Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110) bereits ausführlich beschrieben, werden aus diesen Filmen Leiterbahnen hergestellt.

Die aus den epitaktischen Fe-Filmen auf ZnSe(001) hergestellten Leiterbahnen weisen ein höheres Restwiderstandsverhältnis Γ sowie einen geringeren spezifischen Widerstand auf als die untersuchten epitaktischen Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110). Die Parameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Demnach kann anhand des Widerstandsverhaltens festgestellt werden, dass die strukturelle Qualität der Leiterbahnen weiter verbessert werden konnte.

	Fe/GaAs(110)	Fe/ZnSe(001)
$\Gamma = \frac{R(300K)}{R(4.2K)}$	1.7 ± 0.1	2.8 ± 0.1
ρ [$\mu\Omega\text{cm}$]	25 ± 2	10 ± 1

Tabelle 4.1: Übersicht über die charakteristischen Widerstandsdaten von Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110) und ZnSe(001). Die Leiterbahnen haben jeweils eine Schichtdicke von 10 nm.

Abbildung 4.23 zeigt die Widerstandsänderungen einer 1.9 μm breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn auf ZnSe(001) bei tiefen Temperaturen in verschiedenen externen Magnetfeldern, die senkrecht zur Schichtebene angelegt wurden. Im Wesentlichen wird das gleiche Verhalten beobachtet, welches bereits für die epitaktischen Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110) diskutiert wurde. Ausgehend von hohen Temperaturen sinkt der Widerstand zunächst ab und erreicht bei etwa 3 K ein Minimum. Zu noch tieferen Temperaturen steigt der Widerstand bei allen Messkurven logarithmisch an. Dieser logarithmische Widerstandsanstieg ist unabhängig vom externen Magnetfeld, so dass auch für diese Leiterbahn kein Beitrag von schwacher Lokalisierung festgestellt werden kann. Hierbei ist zu erwähnen, dass es aufgrund des im Vergleich zu den epitaktischen Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110) zu tieferen Temperaturen verschobenen Widerstandsminimums schwieriger ist, die logarithmische Steigung zu bestimmen. Das verschobene Minimum lässt sich durch die bessere Leitfähigkeit, die in einem geringeren Widerstand pro Einheitsfläche resultiert, erklären. Nach Gleichung 2.29 wird somit die zu beobachtende Widerstandsänderung reduziert.

Da der Widerstandsanstieg zu tiefen Temperaturen im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig vom externen Magnetfeld ist, können diese Beiträge wiederum aufgrund erhöhter Elektron-Elektron Wechselwirkung erklärt werden. Allerdings ist in

diesem Fall auch der Beitrag der Elektron-Elektron Wechselwirkung geringer als bei den Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110). Für die hier gezeigten Kurven wird ein Wert von $\Delta G(10) = 1 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$ gefunden. Um mit Hilfe des Modells von Neuttiens et al. diesen Wert zu erklären, muss ein Wert für die Diffusionskonstante von $D = 2 \cdot 10^{-3} \frac{m^2}{s}$ sowie ein Abschirmparameter von $\alpha = 0.33$ benutzt werden. Die erhöhte Diffusionskonstante resultiert dabei aus der besseren Leitfähigkeit, während man eine veränderte Abschirmung auf die unterschiedliche strukturelle Orientierung zurückführen kann, wie dies bereits bei der Diskussion der verschieden orientierten Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110) geschehen ist.

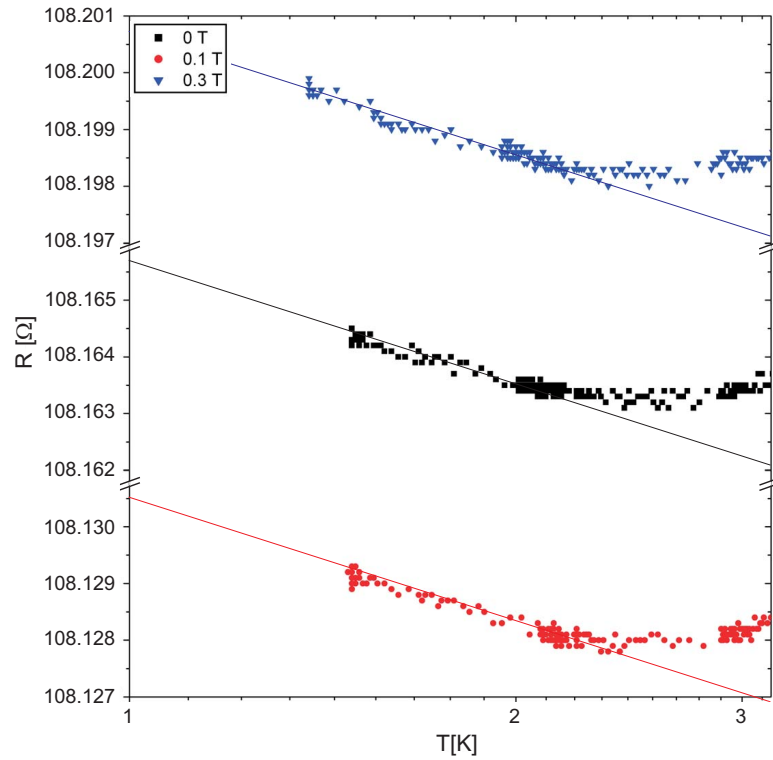


Abbildung 4.23: Temperaturabhängigkeit des Widerstandes einer $1.9 \mu m$ breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, die auf ZnSe(001) gewachsen wurde. Die Messungen wurden in verschiedenen externen Magnetfeldern durchgeführt. Die Temperaturachse wurde so gewählt, dass genau die Hälfte einer Dekade dargestellt ist.

Zusammenfassend kann demnach festgehalten werden, dass Beiträge schwacher Lokalisierung in Fe-Leiterbahnen unabhängig von der Temperatur *nicht* beobachtet wer-

den konnten. Weiterhin wurden Systeme mit unterschiedlichen strukturellen Qualitäten mit dem selben Ergebnis untersucht. Auftretende Widerstandsanstiege können mit der erhöhten Elektron-Elektron Wechselwirkung erklärt werden. Die bisher zur Erklärung des Nicht-Auftretens der schwachen Lokalisierung verwendete Theorie von Sil et al. [24] kann aufgrund der magnetischen Homogenität der hier verwendeten Proben nicht verwendet werden. Eine mögliche Erklärung wäre, dass es trotz magnetischer Homogenität an den Korngrenzen zu Spin-Flip-Streuung kommen könnte, was eine mögliche Phasenkohärenz reduzieren würde.

4.5 Domänenwandwiderstand

Für die Bestimmung des Domänenwandwiderstandes ist es wichtig, definiert Domänenwände an gewünschten Positionen in die zu messenden Leiterbahnen einzubringen. Ein bekanntes Verfahren zum Erzeugen und "Pinnen" von Domänenwänden ist die Ausnutzung der Leiterbahnbreitenabhängigkeit des Koerzitivfeldes [175, 176, 177], die es erlaubt, eine Domänenwand am Übergang von einer breiten Leiterbahn zu einer schmalen Leiterbahn festzuhalten [178, 179]. Hierbei wird die Domänenwand im breiten Teil nukleiert und anschließend im schmalen Teil festgehalten. Weitere Verfahren, um das gezielte Festhalten von Domänenwänden zu erreichen, sind die Verwendung von Zick-Zack-Strukturen [63, 180], die Implantation von Ionen [54] und die Nukleation mit Hilfe eines Stromes [181].

In diesem Kapitel wird zunächst eine neue Methode präsentiert, die es erlaubt, in Leiterbahnen ohne geometrische Einschnürungen eine beliebige Anzahl von Domänenwänden an beliebigen Stellen einzubringen. Dies geschieht durch die Ausnutzung des Streufeldes einer MFM-Spitze. Dies erlaubt die quantitative Bestimmung des Domänenwandwiderstandes ebenso wie die im Anschluss präsentierten Messungen, bei denen einzelne Domänenwände am Übergang einer schmalen zu einer breiten Leiterbahn festgehalten werden. Einflüsse des AMR werden mit Hilfe von OOMMF-Simulationen in beiden Systemen berücksichtigt.

4.5.1 Erzeugung von Domänenwänden mit dem MFM

Eine Möglichkeit, Domänenwände gezielt zu erzeugen, wird im Folgenden präsentiert. Die Technik, die auf dem Magnetkraftmikroskop basiert, erlaubt es, in quer magnetisierten epitaktischen Fe-Leiterbahnen eine beliebige Anzahl an Domänenwänden an vordefinierten Stellen zu erzeugen. Dazu wird die magnetische Spitze des MFMs benutzt, deren Streufeld die Probe lokal ummagnetisieren kann. Die Spitze wird auf einen Abstand von etwa 10 nm zur Probe gebracht und dort entlang einer einzelnen Linie quer über die Leiterbahn geführt. Anschließend wird ein MFM-Bild aufgenommen, wobei auf eine große Entfernung zwischen der Spitze und der Probe geachtet wird, um keine weiteren Domänenwände in die Leiterbahn einzubringen. So kann überprüft werden, ob das Einbringen von Domänenwänden in die Leiterbahn erfolgreich war und bei Bedarf an einer anderen Stelle der Leiterbahn wiederholt werden.

Abbildung 4.24 zeigt MFM-Aufnahmen, die nach der Nukleation einer unterschiedlichen Anzahl von Domänenwänden in der epitaktischen Fe-Leiterbahn aufgenommen wurden. Die roten Pfeile symbolisieren die Magnetisierungsrichtung. Abbildung 4.24a) zeigt eine AFM-Aufnahme der verwendeten Leiterbahn. Diese hat eine Breite von 1.65 μm und ist parallel zur $[\bar{1}10]$ Richtung orientiert. In dieser Aufnahme sind auch

die Spannungsabgriffe zu erkennen, die für die Messung des Widerstandes aufgrund der Domänenwände benutzt werden. Abbildung 4.24b) zeigt ein MFM-Bild dieser Leiterbahn, nachdem die Spitze in der Mitte der Leiterbahn an einen schmalen Bereich angenähert wurde, um diesen umzumagnetisieren. Es ist hier der typische Kontrast zu erkennen, der zeigt, dass die Leiterbahn quer magnetisiert ist (siehe Abbildung 4.10). Weiterhin ist anhand der Kontrastumkehr in der Mitte der Leiterbahn zu erkennen, dass sich hier zwei Domänenwände befinden und es somit gelungen ist, die Magnetisierung der Leiterbahn lokal durch das Streufeld der MFM-Spitze zu beeinflussen. Die Abbildungen 4.24c) und 4.24d) zeigen den Zustand der Leiterbahn, nachdem die Spitze an mehreren weiteren Stellen an die Probe angenähert wurde und die Probe lokal ummagnetisiert wurde. Deutlich zu erkennen ist, dass es möglich ist, verschiedene Anzahlen von Domänenwänden in der Leiterbahn gezielt zu erzeugen. Nachdem diese erzeugt wurden, ist anhand der Aufnahme weiterer MFM-Bilder überprüft worden, ob die Domänenwände stabil sind. Diese Untersuchungen haben gezeigt, dass weder das Aufnehmen eines MFM-Bildes noch eine längere Wartezeit oder die Widerstandsmessung einen Einfluss auf die Domänenstruktur hat.

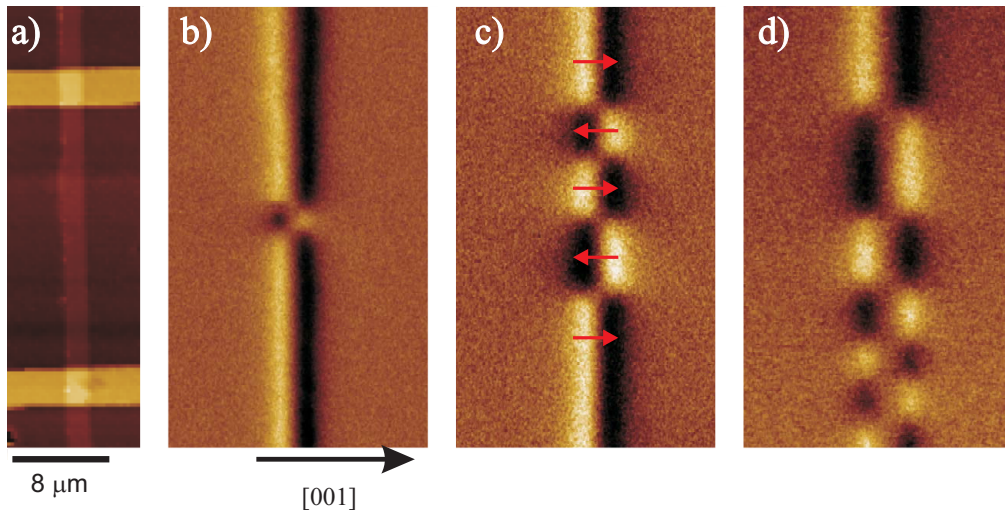


Abbildung 4.24: AFM- (a) und MFM-Aufnahmen (b-d) einer quer magnetisierten epitaktischen Fe-Leiterbahn mit einer Breite von $1.65 \mu\text{m}$, in der mit Hilfe der MFM-Spitze Domänen erzeugt wurden.

Um ein genaueres Verständnis der vorhandenen Domänenwände zu erhalten, sind OOMMF-Simulationen durchgeführt worden. Abbildung 4.25 zeigt das Ergebnis einer OOMMF-Simulation einer einzelnen Domänenwand. Die Pfeile symbolisieren die Magnetisierungsrichtung. Die Hintergrundfarbe gibt zusätzlich den Anteil longitudinaler

Magnetisierung in der Leiterbahn an. Die Verkipfung der Magnetisierung am Leiterbahnrand, die bereits anhand von Abbildung 4.13 diskutiert wurde, ist ebenso wie die longitudinalen Magnetisierungskomponenten innerhalb der Domänenwand deutlich zu erkennen. Dies führt zu einer Widerstandszunahme aufgrund des AMR-Effektes. Anhand der OOMMF-Simulation ist auch zu erkennen, dass die Domänenwand nicht auf der gesamten Breite der Leiterbahn dieselbe Länge hat, sondern zum Rand der Leiterbahn größer wird. Eine Auswertung der Breite der Domänenwand über die gesamte Breite der Leiterbahn anhand der OOMMF-Simulationen zeigt, dass die mittlere Breite der Domänenwand in guter Übereinstimmung mit dem nach Gleichung 2.17 berechneten Wert von $l_{DW} = 51$ nm ist. Daher wird im Folgenden stets dieser Wert für die Breite der Domänenwand verwendet.

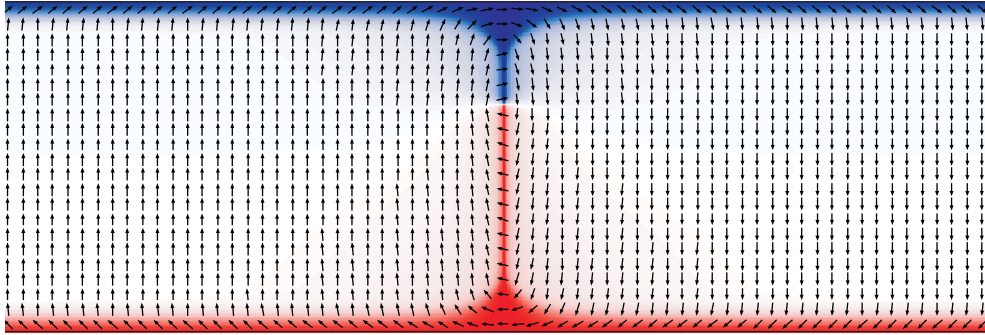


Abbildung 4.25: OOMMF-Simulation zur Bestimmung der Domänenwandstruktur der in Abbildung 4.24 gezeigten Domänenwände. Diese Simulation erlaubt die Bestimmung des AMR-Beitrages.

Eine einfache Betrachtung kann bereits die Größenordnung des in der Domänenwand auftretenden AMR-Effektes abschätzen: Nimmt man im einfachsten Fall eine Domänenwand mit einer nach Gleichung 2.17 berechneten Breite von $l_{DW} = \pi\sqrt{\frac{A}{k}} = 51$ nm an, in der die Magnetisierung vollständig longitudinal orientiert ist, so kann man den AMR-Effekt dieses Bereiches direkt berechnen. Der AMR-Effekt der gesamten Leiterbahn mit einer Länge von $L = 20$ μm beträgt 0.2%. Die gesamte Leiterbahn hat einen Widerstand von $R = 383$ Ω , demnach hat ein Bereich der Länge l_{DW} einen Widerstand von $R_{l_{DW}} = R \cdot \frac{l_{DW}}{L} = 0.98$ Ω . Der AMR-Effekt in diesem Bereich beträgt 0.2% dieses Widerstandes und somit $R_{AMR} = 2$ m Ω pro Domänenwand.

Für eine exakte Berechnung des AMR-Effektes in der Domänenwand werden die diskutierten OOMMF-Simulationen verwendet, wie es in Abschnitt 3.2.5 erklärt und in Kapitel 4.3 angewendet wurde. Dies wurde für verschiedene Anzahlen von Domänenwänden durchgeführt. Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Abbildung 4.26 durch die

roten Punkte dargestellt. Man findet hierbei eine lineare Zunahme des Widerstandes mit der Anzahl der Domänenwände. Der gefundene Widerstandsanstieg aufgrund des AMR-Effektes beträgt $R_{AMR} = 1.82 \text{ m}\Omega$ pro Domänenwand.

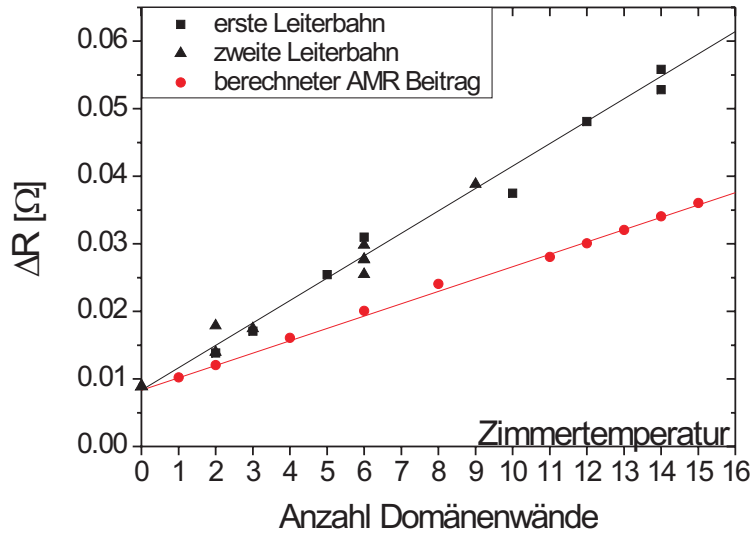


Abbildung 4.26: Widerstandsanstieg aufgrund mit Hilfe des MFM erzeugter Domänenwände in zwei quer magnetisierten Fe-Leiterbahnen. Die roten Punkte zeigen den berechneten Widerstandsanstieg aufgrund des AMR-Effektes.

Zur experimentellen Bestimmung des Widerstandsanstieges wird folgendes Verfahren angewendet: Eine bestimmte Anzahl an Domänenwänden wird in die Leiterbahn eingebracht und mit Hilfe eines MFM-Bildes die Zahl der Domänenwände bestimmt. Anschließend wird die Widerstandsdifferenz zwischen dem Zustand mit Domänenwänden und dem Zustand ohne Domänenwänden gemessen. Hierzu wird die Probe im MFM mit einem Permanentmagneten aufmagnetisiert. Anschließend wird ein weiteres MFM-Bild aufgenommen, um zu überprüfen, dass keine Domänenwände mehr in der Leiterbahn vorhanden sind. Die Ergebnisse dieser Experimente sind ebenfalls in Abbildung 4.26 eingetragen. Hierbei repräsentieren die schwarzen Quadrate und Dreiecke Messungen an zwei verschiedenen Leiterbahnen gleicher Breite. Auch diese experimentellen Daten ergeben eine lineare Widerstandszunahme mit der Anzahl der Domänenwände, wobei für die beiden Leiterbahnen der gleiche Anstieg beobachtet

wird. Experimentell findet man einen Widerstandsbeitrag von $\Delta R = 3.32 \text{ m}\Omega$ pro Domänenwand. Dieser ist somit größer als der zuvor berechnete Wert für den Widerstandsbeitrag durch den Anisotropen Magnetowiderstand. Die Differenz dieser beiden Beiträge ist somit der intrinsische Domänenwandwiderstand, für den sich ein Wert von $\Delta R_{DWR} = 1.5 \text{ m}\Omega$ pro Domänenwand ergibt.

Auffällig ist allerdings, dass die sich ergebende Gerade für Null Domänenwände einen Widerstandsanstieg voraussagt. Dies lässt sich folgendermaßen erklären: Bei der Aufnahme eines MFM-Bildes kommt es durch die Wechselwirkung zwischen der Spitze und der Leiterbahn zu einer irreversiblen zusätzlichen Verkipfung der Magnetisierung am Leiterbahnrand. Dies führt aufgrund des AMR-Effektes zu einer Widerstandszunahme. Dieser Effekt lässt sich auch experimentell verifizieren. Dazu wurde die Leiterbahn aufmagnetisiert, anschließend ein MFM-Bild aufgenommen ohne Domänenwände zu nukleieren. Anschließend wurde die Widerstandsänderung zum aufmagnetisierten Zustand gemessen. Dieser Messpunkt ist für Null Domänenwände in das Diagramm eingetragen und passt sehr gut zu der auf Null Domänenwände extrapolierten Geraden. Somit wurde das Modell der zusätzlichen Verkipfung am Leiterbahnrand bestätigt.

Um den hier gemessenen Widerstandsanstieg mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, muss aus dem absoluten Widerstandsanstieg von $\Delta R_{DWR} = 1.5 \text{ m}\Omega$ die relative Widerstandsänderung innerhalb der Domänenwand berechnet werden. Hierzu wird der Widerstandsanstieg ΔR_{DWR} auf den Widerstand R_{LDW} der Länge der Domänenwand normiert und zusätzlich berücksichtigt, dass ein kleiner Anteil des Stromes auch durch die Abdeckschicht fließt. Der spezifische Widerstand dieser Abdeckschicht wurde mit Hilfe von Widerstandsmessungen an der reinen Abdeckschicht zu $\rho_{Abdeckschicht} = 180 \text{ }\mu\Omega\text{cm}$ bestimmt. Mit einer nach Referenz [54, 74] durchgeführten Rechnung ergibt sich somit ein Domänenwandwiderstand von $(\frac{\Delta R}{R})_{DWR} = 0.17\%$.

Die hier vorgestellten Messungen wurden für eine weitere Leiterbahn mit einer Breite von $3.3 \text{ }\mu\text{m}$ wiederholt. Für diese Leiterbahn wird ein Wert von $(\frac{\Delta R}{R})_{DWR} = 0.21\%$ für den relativen Widerstandsanstieg innerhalb der Domänenwand gefunden. Ein Vergleich dieser Werte mit theoretischen Betrachtungen folgt am Ende des Kapitels nach der Vorstellung weiterer Messergebnisse.

4.5.2 Longitudinal magnetisierte Leiterbahnen mit geometrischen Verengungen

In diesem Abschnitt wird der Domänenwandwiderstand bestimmt, indem ausgenutzt wird, dass sich am Übergang einer schmalen zu einer breiten Leiterbahn Domänenwände gezielt festhalten lassen. Die Struktur, die dabei in diesem Abschnitt untersucht wird, ist schematisch in Abbildung 4.27 dargestellt. Sie besteht aus zwei Leiterbahnteilen mit unterschiedlicher Breite, so dass nach dem in Abbildung 4.16 gezeigten

Verhalten die Koerzitivfelder der beiden Teile unterschiedlich sind. Dies sollte es ermöglichen, durch Anlegen eines Magnetfeldes, welches größer ist als das Koerzitivfeld der breiten Leiterbahn, aber kleiner als das Koerzitivfeld der schmalen Leiterbahn, eine Domänenwand in dem Übergangsbereich zu erzeugen.



Abbildung 4.27: Schematische Darstellung der Struktur, die in diesem Abschnitt zur Bestimmung des Domänenwandwiderstandes benutzt wird.

Um zu überprüfen, ob das oben dargestellte Verhalten im Experiment beobachtet werden kann, wurde eine solche Probe in einem Photoemissions-Elektronenmikroskop bei Bessy untersucht. Abbildung 4.28a) und b) zeigen die erhaltenen Mikroskopie-Bilder für zwei verschiedene Einfallsrichtungen des Synchrotronstrahls. Die gestrichelten Linien stellen die Ausmaße der untersuchten Leiterbahn dar. In der oberen Abbildung wird die Synchrotronstrahlung von links eingestrahlt, in der unteren Abbildung wird sie von oben eingestrahlt, wie schematisch in den Abbildungen gezeigt wird. Die gezeigten Bilder sind jeweils Differenzbilder zwischen Bildern, die mit links- bzw. rechtszirkular polarisierter Synchrotronstrahlung aufgenommen wurden. Dementsprechend wird jeweils die Magnetisierungskomponente detektiert, die parallel zur Einfallsrichtung des Synchrotronstrahls ist. Somit zeigt das obere Bild in Graustufen die Magnetisierungskomponente parallel zur Leiterbahnachse und das untere Bild die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Leiterbahnachse. Grau bedeutet dabei, dass diese Komponente nicht vorliegt, während weiß (schwarz) bedeutet, dass die Magnetisierung parallel (antiparallel) zu dieser Richtung orientiert ist. Vor der Messung wurde die Leiterbahn zunächst entlang der Leiterbahnachse aufmagnetisiert und dann ein Feld in die Gegenrichtung von 20 mT angelegt.

In dem oberen Bild erkennt man von links nach rechts verlaufend die epitaktische Fe-Leiterbahn, von oben nach unten verlaufend die Au-Kontakte zur Spannungsmessung. Die Au-Schichtdicke von 100 nm verhindert, dass Photoelektronen aus dem darunterliegenden Fe detektiert werden können, so dass in diesen Bereichen kein Kontrast zu erkennen ist. Zusätzlich ist in einem schmalen Bereich rechts von der Au-Leiterbahn kein Kontrast zu erkennen. Dies liegt daran, dass die Synchrotron Strahlung unter einem kleinen Winkel auf die Probe trifft, wodurch ein Schatten der Au-Kontakte entsteht. Dieser Schatten ist ebenfalls rechts vom breiten Teil der Leiterbahn zu erkennen. Betrachtet man die Kontraste innerhalb der Fe-Leiterbahn, so stellt man fest, dass der

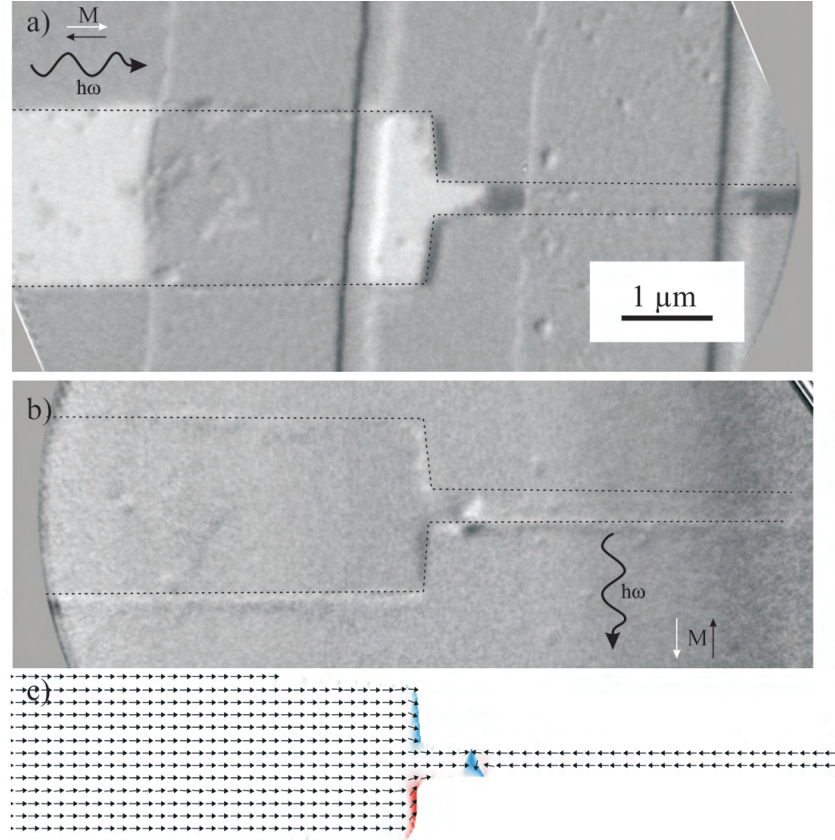


Abbildung 4.28: XPEEM-Messung einer Leiterbahnstruktur, bei der eine schmale Leiterbahn an eine breite Leiterbahn grenzt. Die Bilder wurden ohne externes Magnetfeld aufgenommen. Die Einfallsrichtung der Synchrotronstrahlung sowie die jeweils detektierte Magnetisierungskomponente ist schematisch gezeigt. Die Graustufen stellen hierbei die a) longitudinale Magnetisierungskomponente b) transversale Magnetisierungskomponente dar. c) OOMMF-Simulation der Struktur. Die Farbkodierung stellt die transversale Magnetisierungskomponente dar.

linke, breite Teil der Leiterbahn einen weißen Kontrast zeigt und der rechte, schmale Teil der Leiterbahn einen dunklen Kontrast. Der Übergang zwischen dem hellen und dunklen Bereich befindet sich im schmalen Teil der Leiterbahn. Somit ist der breite Teil der Leiterbahn vollständig parallel zur Synchrotron-Strahlung magnetisiert, während der schmale Teil antiparallel dazu magnetisiert ist.

In Abbildung 4.28b) ist die transversale Magnetisierungskomponente dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass innerhalb der Leiterbahn keine transversale Magnetisierung vorhanden ist. Lediglich am rechten Ende des breiten Teils der Leiterbahn sind transversale Magnetisierungskomponenten vorhanden. Die Leiterbahn ist also homogen longitudinal magnetisiert. Im schmalen Teil der Struktur ist nahe dem Übergangsbereich in dieser Darstellung die Domänenwand gut zu erkennen. Der dreieckige weiße Bereich ist das typische Zeichen einer transversalen Domänenwand. Weiterhin ist anhand dieser Abbildung eindeutig zu sagen, dass sich die Domänenwand im schmalen Teil der Leiterbahn befindet. Die Kontraste, die im Bild unterhalb der Leiterbahn zu erkennen sind, können durch den Schattenwurf der Fe-Leiterbahn erklärt werden.

Zusätzlich wurden OOMMF-Simulationen durchgeführt, um das erhaltene Ergebnis mit der Theorie zu vergleichen und eine genauere Kenntnis der Struktur der Domänenwand zu erhalten. Das Ergebnis der Simulation der Domänenwand ist in Abbildung 4.28c) gezeigt. Für die Berechnung wurde die geometrische Struktur der Leiterbahn aus einem SEM-Bild verwendet. Die Farbkodierung gibt die Magnetisierungskomponenten an, die transversal zur Leiterbahnachse zeigen. In dieser Simulation ist ebenfalls zu erkennen, dass es sich bei der Domänenwand um eine transversale Domänenwand handelt, die sich im schmalen Bereich der Leiterbahn befindet. Die Simulation stimmt also sehr gut mit der XPEEM-Messung überein.

Abbildung 4.29 zeigt Magnetowiderstandsmessungen sowohl bei Zimmertemperatur als auch bei 4.2 K einer solchen epitaktischen Fe-Leiterbahn, die aus zwei Teilbereichen besteht: ein breiter Teil mit einer Breite von $1.75\text{ }\mu\text{m}$ und ein schmaler Teil mit einer Breite von 280 nm . Beide Teile haben eine Länge von $40\text{ }\mu\text{m}$, der Widerstand wird jedoch nur an einem $2.5\text{ }\mu\text{m}$ langen Bereich um die Verbindungsstelle der beiden Leiterbahnen gemessen. Die Leiterbahn ist parallel zur $[001]$ -Richtung orientiert. Das Magnetfeld ist parallel zur Leiterbahnachse angelegt.

Zunächst wird die Messung bei 4.2 K diskutiert, die in Abbildung 4.29a) dargestellt ist. Ausgehend von Sättigung beobachtet man bei Verringerung des externen Magnetfeldes zunächst einen weitgehend konstanten Widerstand. Bei einem Magnetfeld von 30 mT wird ein Widerstandssprung beobachtet. Bis etwa 35 mT bleibt der Widerstand etwa konstant, dann steigt der Widerstand sprunghaft an und bleibt in weiter zunehmendem Magnetfeld konstant. Das Magnetowiderstandsverhalten ist symmetrisch in positiver und negativer Magnetfeldrichtung. Der erste Sprung im Widerstand ist darauf zurückzuführen, dass die breitere Leiterbahn ummagnetisiert, die schmalere Leiter-

bahn jedoch noch nicht. Demnach ist der Widerstandssprung auf das Eintreten einer einzelnen Domänenwand in den Übergangsbereich zwischen den beiden Leiterbahnen zurückzuführen. Bei dem zweiten Widerstandssprung wird die schmalere Leiterbahn ummagnetisiert. Die im Vergleich zu den in Abbildung 4.16 gezeigten Koerzitivfeldern bei Zimmertemperatur erhöhten Umschaltfelder lassen sich durch die erhöhten Anisotropiekonstanten bei $T = 4.2$ K erklären.

Die bei Zimmertemperatur durchgeführte Messung zeigt im Wesentlichen das gleiche Verhalten. Sie ist in Abbildung 4.29b) dargestellt. Zusätzlich zu den Widerstandssprüngen, die bereits bei der Messung bei 4.2 K beobachtet wurden, wird hier eine lineare Abnahme des Widerstandes in steigenden Magnetfeldern beobachtet.

Der lineare Magnetowiderstand in höheren Magnetfeldern ist, wie bereits in Kapitel 4.3 diskutiert, auf Elektron-Magnon Streuung zurückzuführen. Das hier beobachtete Schaltfeld der breiten Leiterbahn passt gut zu dem in Abbildung 4.16 dargestellten Verhalten des Koerzitivfeldes als Funktion der Leiterbahnbreite. Für das Koerzitivfeld der schmalen Leiterbahn ist der Wert im Vergleich zu den in Abbildung 4.16 gezeigten Koerzitivfeldern reduziert. Dies lässt sich damit erklären, dass in diesem Fall nicht innerhalb der schmalen Leiterbahn eine Domänenwand nukleiert werden muss, da dies bereits in der breiten Leiterbahn geschehen ist. Demnach ist das Schaltfeld in diesem Fall nicht durch die Nukleation einer Domänenwand bestimmt, sondern durch die Propagation der Wand. Dieses Verhalten ist in der Literatur bekannt [182]. Nachdem beide Leiterbahnteile ummagnetisiert sind, beobachtet man wieder eine lineare Widerstandsabnahme, die auf Elektron-Magnon Streuung zurückzuführen ist.

Durch die zusätzlichen Beiträge der Elektron-Magnon Streuung sind die beiden Widerstandssprünge nicht gleich groß. Die Widerstandsänderung setzt sich jeweils aus einem Beitrag durch die Domänenwand ΔR und einem Beitrag durch die Elektron-Magnon Streuung ΔR_{E-M} zusammen. Für die beiden Widerstandssprünge gilt dabei $\Delta R_1 = \Delta R + \Delta R_{E-M}$ bzw. $\Delta R_2 = \Delta R - \Delta R_{E-M}$. Somit lässt sich der Beitrag ΔR der Domänenwand durch einfache Mittelwertberechnung aus ΔR_1 und ΔR_2 bestimmen.

Die in Abbildung 4.29 gezeigte Messung ist mehrfach durchgeführt worden und zeigt häufig oben beschriebenes Verhalten. Jedoch gibt es auch einige Messungen, in denen keine Widerstandsabnahme beim Ummagnetisieren der breiten Leiterbahn gemessen wird. Demnach wird die Domänenwand, die in der breiten Leiterbahn nukleiert wird, nicht immer an der Verbindungsstelle gepinnt, sondern durchläuft eventuell auch direkt die schmale Leiterbahn.

Anhand der Untersuchungen der magnetischen Struktur der Domänenwand ist es nun möglich, den Domänenwandwiderstand zu berechnen. Dies wird zunächst für die Zimmertemperaturmessung durchgeführt: Hierzu wird anhand der in Abbildung 4.28c) gezeigten OOMMF-Simulation zunächst der AMR-Effekt berechnet. Aus diesen Berechnungen ergibt sich, dass die relative Widerstandsänderung aufgrund des AMR-

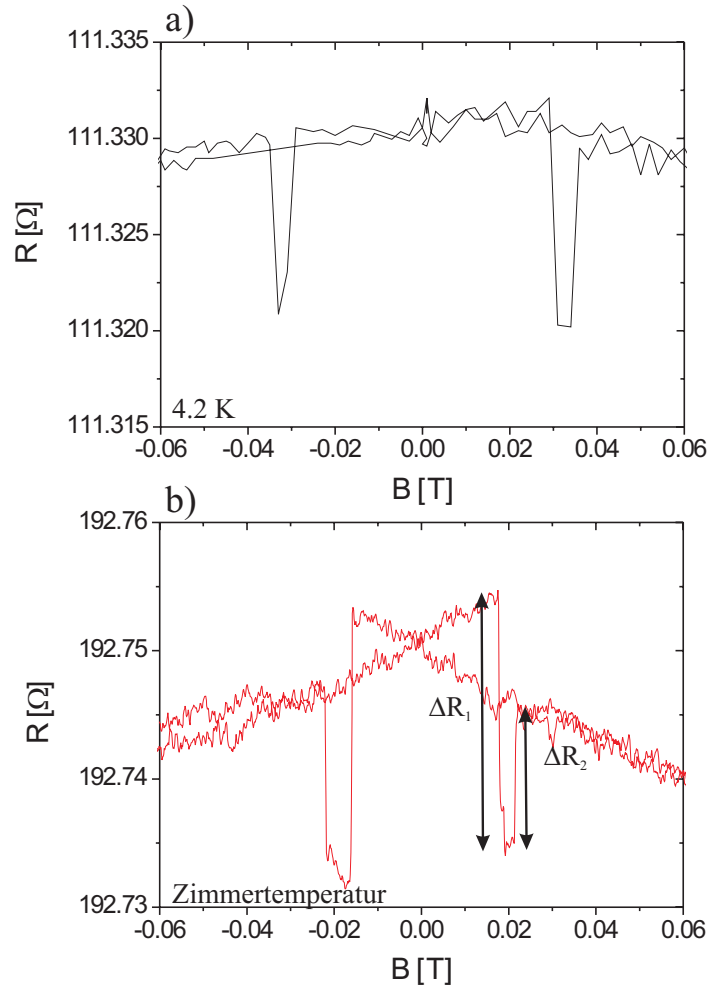


Abbildung 4.29: Magnetowiderstandsmessung einer epitaktischen Fe-Leiterbahn parallel zur [001]-Richtung. Das Magnetfeld ist ebenfalls parallel zur [001]-Richtung angelegt. Die Leiterbahn besteht aus einem schmalen Teil, welcher an einen breiten Teil angrenzt. Die Abbildung zeigt sowohl eine bei Zimmertemperatur (b) als auch eine bei 4.2 K (a) durchgeführte Messung.

Effektes $(\frac{\Delta R}{R})_{AMR} = 1.2 \cdot 10^{-4}$ ist. Die experimentell beobachtete Widerstandsabnahme ist gemittelt über alle Messungen $\Delta R_{exp} = 15.66 \text{ m}\Omega$, bzw. $(\frac{\Delta R}{R})_{exp} = 8.1 \cdot 10^{-5}$. Demnach ist die berechnete Widerstandsabnahme durch den AMR-Effekt größer als die im Experiment beobachtete Widerstandsabnahme. Der fehlende positive Beitrag muss demnach auf den intrinsischen Domänenwandwiderstand zurückzuführen sein. Somit ergibt sich aufgrund des Domänenwandwiderstandes eine Widerstandserhöhung von $3.9 \cdot 10^{-5}$. Für den relativen Widerstandsanstieg innerhalb der Domänenwand ergibt sich mit einer analog zum letzten Abschnitt durchgeführten Rechnung mit einer Domänenwandbreite von $l_{DW} = 54 \text{ nm}$ ein relativer Widerstandsanstieg innerhalb der Domänenwand von $(\frac{\Delta R}{R})_{DWR} = 0.20\%$. Die Domänenwandbreite ist aufgrund leicht verringerter Anisotropiekonstanten bei dieser Probe im Vergleich zu der im letzten Kapitel diskutierten Probe leicht vergrößert.

Für die Messung bei 4.2 K wurden zunächst aufgrund der veränderten Anisotropiekonstanten weitere OOMMF-Simulationen durchgeführt. Diese zeigen qualitativ den gleichen Zustand, der bereits für die obigen Simulationen gezeigt wurde. Die genaue quantitative Auswertung zeigt hier, dass die Widerstandsänderung aufgrund des AMR-Effektes $(\frac{\Delta R}{R})_{AMR} = 1.54 \cdot 10^{-4}$ ist. Die experimentell bestimmte Widerstandsabnahme ist $(\frac{\Delta R}{R})_{exp} = 8.5 \cdot 10^{-5}$. Damit ergibt sich mit der Domänenwandbreite von $l_{DW} = 46 \text{ nm}$ aufgrund des intrinsischen Domänenwandwiderstandes ein Wert von 0.40%. Ein Vergleich mit theoretisch erwarteten Werten wird nach der Auswertung der Ergebnisse des nächsten Unterkapitels präsentiert.

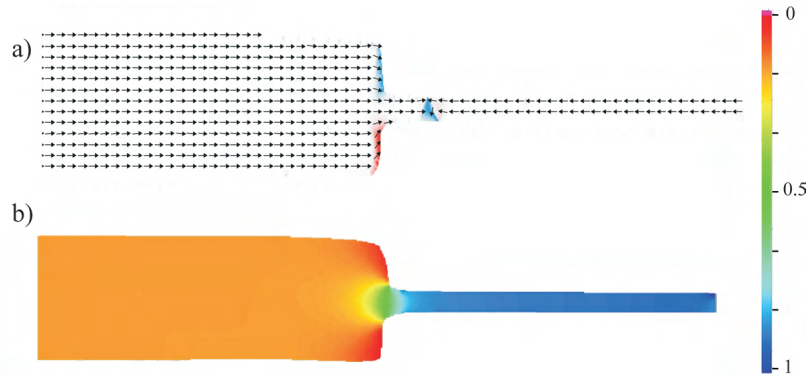


Abbildung 4.30: Simulationen einer Leiterbahn, die aus einem schmalen und einem breiten Stück zusammengesetzt ist. Die obere Simulation ist eine OOMMF-Rechnung, die die Magnetisierungsverteilung der Probe zeigt. Die untere Simulation zeigt eine Berechnung der Stromdichteverteilung in dieser Engstelle.

Für obige Berechnung des Domänenwandwiderstandes ist eine homogene Stromdichte im Bereich der Domänenwand angenommen worden. Um diese Annahme zu überprüfen, wurden in Zusammenarbeit mit Dr. R. Hertel und Dr. A. Kakay (Forschungszentrum Jülich) Simulationen zur Stromdichteverteilung in dieser Struktur durchgeführt. Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abbildung 4.30b) gezeigt. Abbildung 4.30a) zeigt erneut die OOMMF-Simulation, um die Position der Domänenwand zu verdeutlichen. Die Stromdichte ist durch die Farbkodierung dargestellt, wobei blau maximale und rot minimale Stromdichte bedeutet (s. Skala in beliebigen Einheiten). Die Stromdichte ist im Bereich der Verengung inhomogen. An der Position der Domänenwand, die sich weiter im schmalen Teil befindet, hat allerdings die Stromdichte in guter Näherung bereits den Wert der Stromdichte weit in dem schmalen Teil der Leiterbahn angenommen. Somit ist die Berechnung des AMR-Anteils des Widerstandes unter der Annahme einer homogenen Stromdichte gerechtfertigt.

4.5.3 Transversal magnetisierte Leiterbahnen

Die im letzten Kapitel angewandte Technik zum definierten Einbringen einer Domänenwand an eine bestimmte Stelle sowie die quantitative Analyse kann auf transversal magnetisierte Leiterbahnen übertragen werden, da auch diese Leiterbahnen eine Abhängigkeit des Koerzitivfeldes von der Leiterbahnbreite aufweisen. Abbildung 4.31 zeigt schematisch diese Struktur. Sie ähnelt der im letzten Kapitel verwendeten Struktur, allerdings sind die Leiterbahnen in diesem Fall parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert, was für breite Leiterbahnen zu einer transversal zur Leiterbahnachse orientierten Magnetisierung führt.

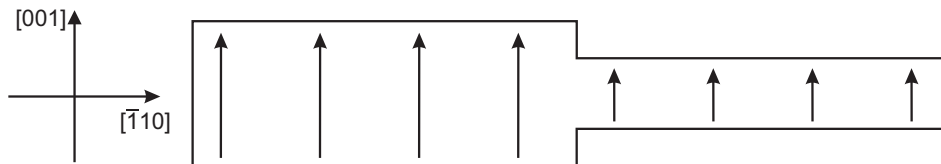


Abbildung 4.31: Schematische Darstellung einer Struktur bestehend aus zwei Teilen unterschiedlicher Breite. Die Leiterbahn ist parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert und ist somit quer zur Leiterbahn magnetisiert.

Abbildung 4.32 zeigt eine Magnetowiderstandsmessung bei Zimmertemperatur von einer solchen Leiterbahnstruktur. Das breite Leiterbahnstück hat hierbei eine Breite von $1.9\ \mu\text{m}$ und das schmale eine Breite von $800\ \text{nm}$. Beide Breiten sind so gewählt, dass die effektive leichte Achse der Magnetisierung die $[001]$ -Richtung ist. Das Magnetfeld wurde in der leichten $[001]$ -Richtung angelegt. Das beobachtete Magnetowi-

derstandsverhalten ähnelt dem der einzelnen Leiterbahnen, das anhand von Abbildung 4.17 diskutiert wurde. Die magnetischen Zustände der Leiterbahn sind schematisch als Inset gezeigt. Es tritt jedoch zusätzlich in einem kleinen Magnetfeldbereich von etwa 5 mT ein starker Widerstandsanstieg auf. Dieser tritt nicht in jeder Messung auf (s. Messung in negativer Feldrichtung). Die schmale Leiterbahn wird aufgrund der geringeren effektiven Anisotropie zuerst umgeschaltet. Wenn die sich nach diesem Umschalten zwischen den beiden Leiterbahnteilen befindliche Domänenwand dort stabil bleibt, wird ein Widerstandsanstieg beobachtet. Allerdings ist die Stärke des Pinningzentrums sehr schwach, so dass dies nur in wenigen Fällen auftritt. Ansonsten durchwandert die Domänenwand auch sofort die breite Leiterbahn, so dass kein Widerstandsanstieg aufgrund der Domänenwand beobachtet werden kann, wie es in Abbildung 4.32 für negative Magnetfelder gezeigt ist. Die aufgrund der Domänenwand auftretende Widerstandsänderung kann wie im letzten Abschnitt aus ΔR_1 und ΔR_2 bestimmt werden.

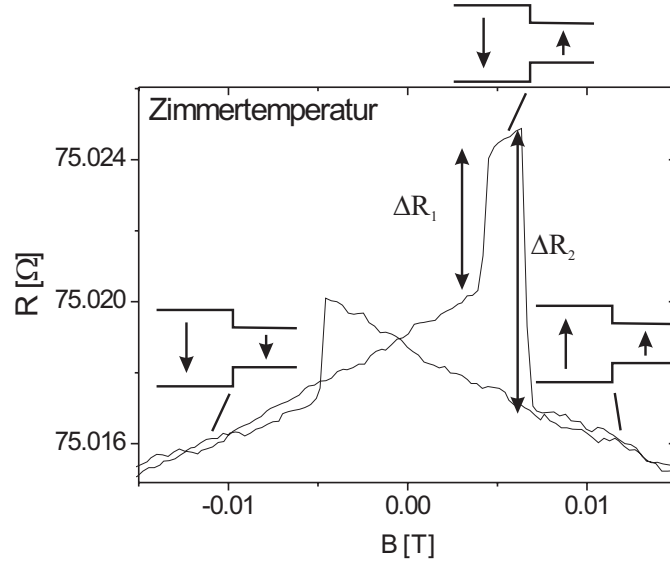


Abbildung 4.32: Magnetowiderstandsmessung einer epitaktischen Fe-Leiterbahn, die parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert ist. Die Leiterbahn besteht hierbei aus zwei unterschiedlich breiten Teilstücken: einem breiten Stück mit einer Breite von $1.9 \mu\text{m}$ und einem schmalen Stück mit einer Breite von 800 nm . Das Magnetfeld wurde parallel zur $[001]$ -Richtung angelegt. Bei positiven Magnetfeldern wurde eine Domänenwand gepinnt, bei negativen Magnetfeldern nicht.

Der beobachtete Widerstandsanstieg besteht auch hier wieder aus Beiträgen des Anisotropen Magnetowiderstandes sowie des intrinsischen Domänenwandwiderstandes. Die gesamte hier beobachtete Widerstandsänderung ist $\Delta R = 4.1 \text{ m}\Omega$ bzw. mit $R = 75.019 \text{ }\Omega$ ist die relative Widerstandsänderung $(\frac{\Delta R}{R})_{exp} = 5.5 \cdot 10^{-5}$. Im Folgenden soll der Beitrag aufgrund des AMR wiederum mit Hilfe von OOMMF-Simulationen berechnet werden.

Ein Ausschnitt aus einer OOMMF-Simulation der betrachteten Leiterbahnstruktur ist in Abbildung 4.33 gezeigt. Für die Simulation wurde die genaue geometrische Struktur der Leiterbahn aus SEM-Bildern übernommen. Die Farbkodierung stellt den longitudinalen Anteil der Magnetisierung dar. Zusätzlich zu der Domänenwand ist auch hier wieder eine Verkippung der Magnetisierung am Leiterbahnrand zu erkennen.

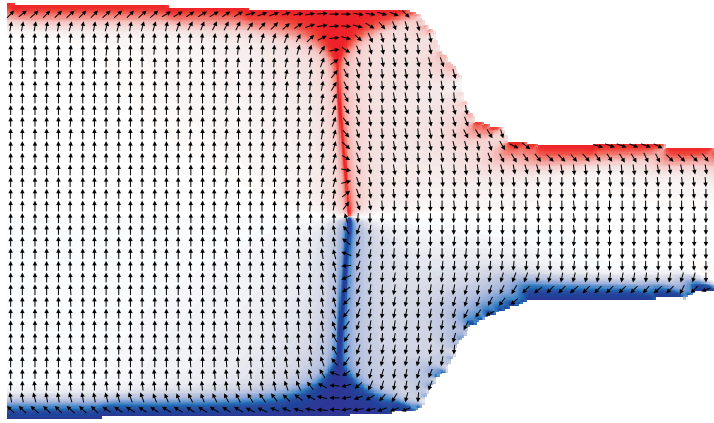


Abbildung 4.33: OOMMF-Simulation einer epitaktischen Fe-Leiterbahn (Ausschnitt), dessen Magnetowiderstandsmessung in Abbildung 4.32 gezeigt wurde. Die Struktur der Probe wurde aus SEM-Bildern übernommen.

Unter Verwendung dieser OOMMF-Simulation kann der Beitrag des AMR-Effektes zu $(\frac{\Delta R}{R})_{AMR} = 2 \cdot 10^{-5}$ bestimmt werden. Da in diesem Fall die Magnetisierung innerhalb der Domänenwand parallel zum Strom orientiert ist und außerhalb senkrecht zum Strom, entsteht hier ein positiver Beitrag aufgrund des AMR. Demnach ergibt sich für den relativen Widerstandsanstieg aufgrund der Domänenwand ein Wert von $(\frac{\Delta R}{R})_{DWR} = (\frac{\Delta R}{R})_{exp} - (\frac{\Delta R}{R})_{AMR} = 3.5 \cdot 10^{-5}$. Berechnet man wie in den vorangegangenen Abschnitten den relativen Widerstandsanstieg innerhalb der Domänenwand, so findet man einen Wert von 0.19%. Dies steht in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund des letzten Abschnitts.

Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit theoretischen Modellen

Das Modell von Tatara und Fukuyama berechnet aufgrund der Dephasierung der Elektronenwellen eine Reduktion der schwachen Lokalisierung und somit einen negativen Domänenwandwiderstand [18]. In Kapitel 4.4 wurde bereits für das hier benutzte Probensystem gezeigt, dass Effekte schwacher Lokalisierung nicht vorhanden sind. Demnach kann das Modell von Tatara und Fukuyama hier nicht zur Erklärung der Messergebnisse verwendet werden.

Für den weiteren Vergleich mit theoretischen Vorhersagen wird daher das Modell von Levy und Zhang verwendet [13]. Zur Berechnung des Domänenwandwiderstandes nach Gleichung 2.23 ist dabei die Kenntnis der Domänenwandbreite erforderlich. Zusätzliche Parameter sind die Austauschkonstante, die Fermigeschwindigkeit sowie die Anisotropie der Spinstreuung. Die Domänenwandbreite wird nach Gleichung 2.17 unter Verwendung der mit FMR-Messungen bestimmten Anisotropiekonstanten berechnet. Für die Fermigeschwindigkeit und die Austauschkonstante werden die Volumenwerte von $v_F = 1.98 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$ [183] und $J = 1.5 \text{ eV}$ [184] verwendet. Für die Messungen bei Zimmertemperatur wird eine Asymmetrie des Spinstromes von $\frac{\rho^{\uparrow}}{\rho^{\downarrow}} = 10$ angenommen [55]. Hier sei noch einmal erwähnt, dass bei der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Darstellung des relativen Widerstandsanstieges innerhalb der Domänenwand, dieser relative Widerstandsanstieg *nicht* von der Leiterbahnbreite abhängig ist. Für die in Abschnitt 4.5.1 gezeigten Messungen findet man mit obigen Parametern einen relativen Widerstandsanstieg nach dem Modell von Levy und Zhang von 0.23%.

Für die in Abschnitt 4.5.2 und 4.5.3 gezeigten Messungen findet man aufgrund leicht veränderter Anisotropieparameter und somit leicht veränderter Domänenwandbreite einen Wert von 0.21%. Für den Wert bei tiefen Temperaturen muss neben der verringerten Domänenwandbreite aufgrund der erhöhten Anisotropie zusätzlich berücksichtigt werden, dass die Anisotropie des Spinstromes sich zu tiefen Temperaturen erhöht [185]. Nimmt man demnach einen Wert von $\frac{\rho^{\uparrow}}{\rho^{\downarrow}} = 15$ an, so findet man einen theoretisch vorhergesagten Wert von 0.39%.

Die erhaltenen experimentellen Ergebnisse sowie die für diese Leiterbahnen berechneten Werte anhand des Modells von Levy und Zhang sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Deutlich zu sehen ist eine sehr gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den theoretischen Vorhersagen. Hierbei sei auch noch einmal erwähnt, dass die experimentellen Daten für unterschiedliche Domänenwandkonfigurationen, die aus den longitudinal bzw. transversal magnetisierten Leiterbahnen resultieren, bestimmt wurden, wobei stets 180° Domänenwände gemessen wurden. Die Ergebnisse stimmen im Rahmen eines Fehlerbalkens von 0.02% für alle Leiterbahnstrukturen überein. Die Konsistenz der experimentellen Daten untereinander zeigt zudem, dass die Berechnung des AMR-Effektes zu guten Ergebnissen führt, da dieser je nach Struktur addiert bzw.

subtrahiert werden musste. Für den Vergleich mit der Theorie sind für die Fermi-geschwindigkeit sowie die Austauschkonstante Volumenwerte angenommen worden. Der Hauptfehler bei der Bestimmung des theoretisch vorhergesagten Wertes dürfte allerdings aus dem Wert für die Asymmetrie der Spin-Streuung entstehen, der [55] entnommen wurde. Dieser beeinflusst das Ergebnis in etwa linear. Da dieser Wert mit anderen Experimenten nur schwer zu bestimmen ist, wird andererseits die Bestimmung des Domänenwandwiderstandes zur Bestimmung der Asymmetrie der Spin Streuung eingesetzt [185].

Messung	Experiment	Theorie [13]
Abbildung 4.29 300 K	0.20%	0.21%
Abbildung 4.29 4.2 K	0.40%	0.39%
Abbildung 4.32	0.19%	0.21%
Abbildung 4.26 1650 nm	0.17%	0.23%
Abbildung 4.26 3300 nm	0.21%	0.23%

Tabelle 4.2: Übersicht über die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Domänenwandwiderstände mit einem Fehler von 0.02% im Vergleich mit Vorhersagen des theoretischen Modells von Levy und Zhang [13].

In der Literatur sind sehr wenig experimentelle Daten zur Bestimmung des Domänenwandwiderstandes in Fe vorhanden. Rüdiger et al. bestimmen in epitaktisch gewachsenen Fe-Leiterbahnen jedoch einen negativen Domänenwandwiderstand [17]. In dieser Veröffentlichung wird der Widerstand bei der sogenannten Kompensationstemperatur von etwa 65 K gemessen, bei der der AMR und der LMR entgegengesetzt gleich groß sind. Dadurch werden die gemessenen Widerstandsänderungen direkt dem Domänenwandwiderstand zugeschrieben. Ein Vergleich mit den hier gemessenen Daten erweist sich als schwierig, da im Rahmen dieser Arbeit für den Domänenwandwiderstand unter Berücksichtigung des AMR sowohl bei 4.2 K als auch bei Zimmertemperatur ein positiver Wert gefunden wurde.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Bestimmung des Domänenwandwiderstandes für verschiedene Wandgeometrien gelungen ist. Für die hier verwendeten, in der Schichtebene magnetisierten Systeme musste dabei der AMR-Effekt berücksichtigt werden, was mit Hilfe von mikromagnetischen Simulationen geschehen ist. Für die transversal und longitudinal magnetisierten Leiterbahnen wird dabei ein übereinstimmender Wert für den Domänenwandwiderstand gefunden, der mit theoretischen Vorhersagen des Modells von Levy und Zhang erklärt werden kann [13].

4.6 Domänenwandbewegung

4.6.1 Domänenwandbewegung in senkrecht magnetisierten Multilagensystemen

Die Untersuchung des Spin-Torque-Effektes ist für Permalloy weit vorangeschritten. Dieses Material hat die Vorteile, dass es sehr einfach herzustellen sowie aufgrund der geringen Magnetisierung leicht zu schalten ist. Wegen der nicht vorhandenen magnetokristallinen Anisotropie kommt es allerdings zu sehr komplexen Domänenwandstrukturen mit großer Breite. Trotz großer Bemühungen ist allerdings noch kein einheitliches Bild von der Geschwindigkeit der Domänenwände zu finden. In verschiedenen Experimenten werden Domänenwandgeschwindigkeiten gemessen, die im Bereich von etwa $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ [10] bis zu mehr als $100 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ [11] variieren.

Andere Systeme werden erst seit kurzem ausführlicher untersucht [115, 116, 117, 118, 119, 120]. Hierbei eignen sich senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Systeme aufgrund ihrer großen senkrechten Anisotropie, da in diesen Systemen scharfe Domänenwände vorhanden sind. Dies erhöht die Effizienz des Spin-Torque-Effektes.

(Co/Ni)_n-Multilagen

Es wurde in säulenartigen Strukturen gefunden, dass für das strominduzierte Schalten von (Co/Ni)_n-Multilagen geringere Stromdichten benötigt werden als für (Co/Pt)_n-Multilagen [110, 186]. Daher wurden in dieser Arbeit lateral strukturierte, senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Leiterbahnen aus (Co/Ni)_n-Multilagen-Leiterbahnen hergestellt. Eine ausführliche Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften der (Co/Ni)_n-Multilagenschichten ist in [187] zu finden.

Kerr-Mikroskopie Untersuchungen an diesen Leiterbahnen wurden in Zusammenarbeit mit Dr. R. Schäfer und Dr. J. McCord am IFW Dresden sowie mit Dipl. Phys. J. Rhensius und Dr. T. Kleinfeld aus der Arbeitsgruppe von Prof. Kleemann an der Universität Duisburg-Essen durchgeführt. Abbildung 4.34 zeigt Kerr-Mikroskopie Aufnahmen von (Co/Ni)_n-Multilagen-Leiterbahnen. Diese bestehen aus 2 μm breiten Leiterbahnen links und rechts sowie einem 5 μm quadratischen Bereich in der Mitte. Diese Struktur ist in Abbildung 4.34a) gezeigt. Hier sind zusätzlich an den Enden der Leiterbahn Gold-Kontakte zu erkennen, die für die Injektion der Strompulse benutzt werden.

Abbildung 4.34b) und c) sind Differenzbilder zum vollständig aufmagnetisierten Zustand. Abbildung 4.34b) zeigt den Zustand nach Anlegen eines kleinen Magnetfeldes senkrecht zur Schichtebene. Zu erkennen ist, dass größere Bereiche der Leiterbahn

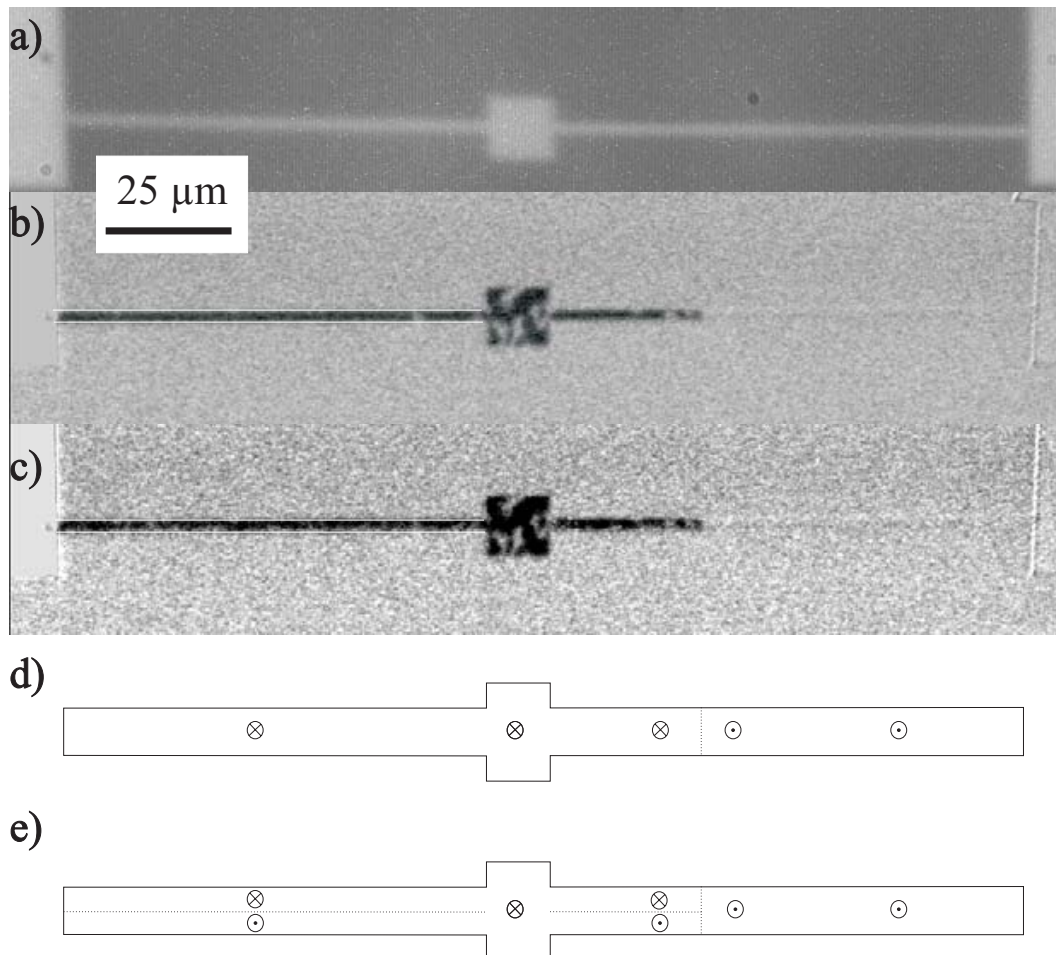


Abbildung 4.34: Kerr-Mikroskopie Aufnahmen einer $(\text{Co/Ni})_n$ -Multilagen-Leiterbahn
a) Struktur der Leiterbahn b) magnetischer Kontrast nach Nukleation einer Domäne mit Hilfe eines Magnetfeldes c) magnetischer Zustand nach einem Strompuls d) grob schematische Darstellung des magnetischen Zustandes von b) e) grob schematische Darstellung des magnetischen Zustandes in c), die sich aus einem Vergleich von b) und c) ergibt.

durch dieses Magnetfeld ummagnetisiert wurden. In dem quadratischen Nukleationsbereich liegt ein Multidomänenzustand vor, während von dort ausgehend Domänenwände in die beiden Leiterbahnteile injiziert wurden. Die Domänenwand im linken Teil hat die Leiterbahn vollständig durchlaufen, so dass diese komplett ummagnetisiert ist. Im rechten Teil befindet sich die Domänenwand noch in der Leiterbahn. Der magnetische Zustand der Leiterbahn ist schematisch in Abbildung 4.34d) gezeigt.

Dieser Zustand eignet sich nun, die strominduzierte Domänenwandbewegung zu untersuchen, da eine einzelne Domänenwand in der Leiterbahn vorhanden ist. Abbildung 4.34c) zeigt den Zustand der Leiterbahn, nachdem durch sie ein Strompuls von $8 \cdot 10^7 \frac{A}{cm^2}$ und 550 μs Dauer gegeben wurde. Während des Strompulses war kein externes Magnetfeld vorhanden. Es zeigt sich hierbei, dass sich der magnetische Zustand der Leiterbahn durch den Strompuls teilweise verändert hat. Die Umrisse der Leiterbahn sind durch weiße Linien gekennzeichnet. Während die Position der Domänenwand im rechten Teil der Leiterbahn unverändert ist, hat sich im vorher homogen magnetisierten linken Teil der Leiterbahn ein neuer Zustand ausgebildet. Der Kontrast im oberen Teil der Leiterbahn ist konstant geblieben, während sich im unteren Teil der Leiterbahn der Kontrast von schwarz nach grau verändert hat. Dies deutet darauf hin, dass sich die Magnetisierung im unteren Teil umgekehrt hat. Im Nukleationsbereich ist keine Veränderung des magnetischen Zustandes eingetreten. Der beschriebene magnetische Zustand der Leiterbahn nach dem Strompuls ist schematisch in Abbildung 4.34e) dargestellt.

Diese Veränderung des magnetischen Zustandes lässt sich nicht mit Hilfe des Spin-Torque-Effektes erklären, da dieser nur eine Verschiebung der Domänenwände bewirken sollte, die hier nicht beobachtet wird. Ein externes Magnetfeld ist ebenfalls nicht vorhanden. Weiterhin hätte dieses einen homogenen Einfluss auf die Magnetisierung und würde nicht zu lokalen Effekten führen. Die Effekte können allerdings anhand des Oersted-Feldes, welches durch den Strompuls entsteht, erklärt werden. Hierzu wird das Oersted-Feld quantitativ anhand einer von M. Strutt hergeleiteten Formel für einen rechteckigen Leiter berechnet [188, 189].

Die Berechnungen des Oersted-Feldes sind in Abbildung 4.35 dargestellt. Abbildung 4.35a) zeigt hierbei die für die Berechnung verwendete Definition der Leiterbahngeometrie sowie die Stromrichtung. Die Leiterbahn ist parallel zur y-Richtung orientiert, der Strom fließt ebenfalls in diese Richtung. Abbildung 4.35b) zeigt einen Querschnitt durch die Leiterbahn, wobei der Strom dann senkrecht zur Schichtebene fließt. Es wurde für die Berechnung eine Stromdichte von $j = 8 \cdot 10^7 \frac{A}{cm^2}$ verwendet. Die Pfeile symbolisieren die Richtung und Stärke des Oersted-Feldes innerhalb der Leiterbahn. Man erkennt hier im Wesentlichen den aus Lehrbüchern bekannten Verlauf des Oersted-Feldes, das zum Rand der Leiterbahn stärker wird und aus Wirbeln um das Zentrum der Leiterbahn besteht. Dies führt dazu, dass am linken Rand der Leiter-

bahn das Magnetfeld nach unten zeigt, während es am rechten Rand der Leiterbahn nach oben gerichtet ist.

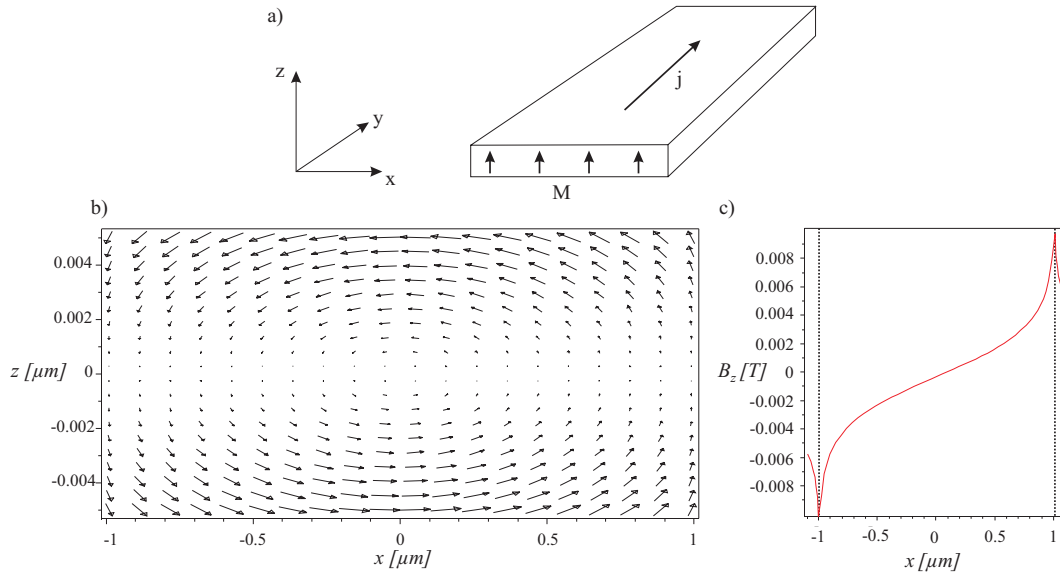


Abbildung 4.35: Berechnung des Oersted-Feldes nach [188, 189] für die in Abbildung 4.34 gezeigte Leiterbahn. a) Verwendetes Koordinatensystem und Geometrie der Leiterbahn b) Querschnitt durch die Leiterbahn, wobei der Strom senkrecht zu dieser Ebene fließt (siehe a). Die Pfeile symbolisieren sowohl die Richtung als auch die Stärke des Oersted-Feldes. c) Senkrechte Komponente des Oersted-Feldes an der Oberfläche der Leiterbahn.

Abbildung 4.35c) zeigt dementsprechend die senkrechte Komponente B_z des Oersted-Feldes an der Oberfläche der Leiterbahn. Die gestrichelte Linie markiert die Kanten der Leiterbahn. Auch hier ist deutlich zu erkennen, dass die Richtung des Oersted-Feldes an den beiden Rändern entgegengesetzt ist. Die absolute Stärke des Oersted-Feldes liegt am Rand der Leiterbahn in einem Bereich von etwa 9 mT, nimmt jedoch nach innen ab, so dass bereits 300 nm vom Rand entfernt das Oersted-Feld nur noch 2 mT beträgt.

Anhand dieser Berechnung lassen sich die vorher erhaltenen Versuchsergebnisse erklären. Das Koerzitivfeld der $(\text{Co/Ni})_n$ -Multilagen liegt im Bereich von $B_c = 2$ mT. Daher reicht das Oersted-Feld am Rand der Leiterbahn aus, um die Magnetisierung umzukehren, jedoch nur an einem Rand der Leiterbahn, da am anderen Rand der Leiterbahn das Magnetfeld parallel zur Magnetisierung orientiert ist. Die Tatsache,

dass in dem Nukleationsbereich keine Effekte aufgetreten sind, ist auch verständlich, da dort die Stromdichte deutlich geringer ist als in der restlichen Leiterbahn und somit auch das Oersted-Feld geringer ist. Demnach ist eindeutig das Oersted-Feld für die beobachteten Phänomene verantwortlich. Die Tatsache, dass im ganz rechten Teil der Leiterbahn keine Veränderung eintritt, lässt sich im Rahmen dieses Modells nicht erklären. Man würde aufgrund des Oersted-Feldes erwarten, dass sich auch dort eine Ummagnetisierung einstellt. Die gleichen Beobachtungen wurden kürzlich auch von anderen Gruppen für senkrecht magnetisierte CoFeB Leiterbahnen gemacht und ebenfalls mit dem Oersted-Feld erklärt [190].

(Co/Pt)_n-Multilagen

Da die Beobachtung des Spin-Torque-Effektes in (Co/Ni)_n-Multilagen-Leiterbahnen aufgrund des Oersted-Feldes nicht möglich ist, sind weiterhin (Co/Pt)_n-Multilagen-Leiterbahnen untersucht worden. Diese haben den Vorteil, dass sie ein höheres Koerzitivfeld haben [54, 187] und somit durch das Oersted-Feld nicht umgeschaltet werden können. Zusätzlich ist die Beobachtung in einem Kerr-Mikroskop günstiger, da dort (Co/Pt)_n-Multilagen einen höheren Kontrast zeigen als (Co/Ni)_n-Multilagen [191].

Abbildung 4.36a) zeigt eine Kerr-Mikroskopie Aufnahme von vier 1.5 µm breiten (Co/Pt)_n-Multilagen-Leiterbahnen. Diese Leiterbahnen sind jeweils in Zwei-Punkt-Geometrie mit Gold kontaktiert, so dass einzeln durch jede Leiterbahn ein Strompuls gegeben werden kann. Die quadratischen Au-Flächen, die in der Mitte zu erkennen sind, sind durch das Einlesen der Markenpositionen zum exakten Positionieren der Kontaktierung auf den Leiterbahnen entstanden. Die gestrichelte Linie markiert die Stelle entlang der mit einer Dosis von $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ Ga-Ionen in die Struktur implantiert wurden. Von diesem Verfahren ist bekannt, dass die lokale Koerzitivfeldstärke reduziert wird [54, 192], so dass es möglich ist, an vordefinierter Stelle Domänenwände zu nukleieren. Daher wird in diesem Fall kein breiterer Nukleationsbereich benötigt.

Für die magnetischen Untersuchungen werden wiederum Differenzbilder verwendet. Dies bedeutet, dass zunächst nach Aufmagnetisierung der Leiterbahn in einem Magnetfeld von 100 mT ein Referenzbild aufgenommen wird. Dieses wird von allen weiteren Bildern digital abgezogen. Abbildung 4.36b) zeigt ein solches Differenzbild, nachdem ein kleines Feld von -40 mT angelegt wurde. Das Bild wurde dann wieder in Remanenz aufgenommen. An den Stellen, an denen die Leiterbahn schwarz erscheint, ist diese nicht ummagnetisiert worden, an den Stellen an denen sie weiß erscheint, ist die Leiterbahn ummagnetisiert. Demnach ist in allen vier Leiterbahnen in dem Bereich kleiner Koerzitivfeldstärke die Leiterbahn ummagnetisiert und eine Domäne erzeugt worden. Bei Aufnahme weiterer Bilder bleibt dieser Zustand stabil, d.h. die Domänenwände bewegen sich in Remanenz nicht weiter. Auch bei Anlegen eines Magnetfeldes von -20 mT bleiben diese Domänenwände stabil.

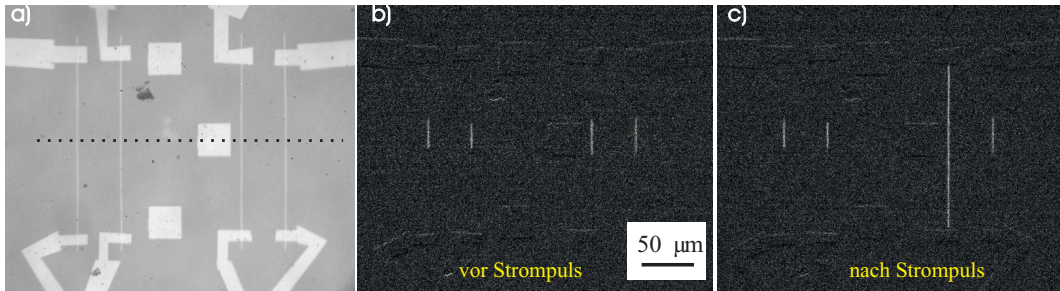


Abbildung 4.36: Kerr-Mikroskopie Aufnahmen von vier $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen-Leiterbahnen. a) zeigt die Struktur der Proben mit vier einzelnen $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen-Leiterbahnen, die mit Gold kontaktiert sind. b) ist ein magnetisches Differenzbild zur Sättigung. Weißer Kontrast bedeutet eine umgedrehte Magnetisierung. c) zeigt den magnetischen Zustand nach Anlegen eines Strompulses an eine der Leiterbahnen.

Dies ändert sich, wenn eine Leiterbahn von einem Strompuls mit einer Stromdichte $j = 3.5 \cdot 10^7 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ bei einer Pulsdauer von $t = 550 \mu\text{s}$ durchflossen wird, während ein Magnetfeld von -20 mT global angelegt wird. Abbildung 4.36c) zeigt das Differenzbild nach einem solchen Strompuls, der durch die zweite Leiterbahn von rechts geflossen ist. Deutlich zu erkennen ist, dass sich der magnetische Zustand der anderen drei Leiterbahnen nicht verändert hat. Bei der Leiterbahn, durch die der Strom geflossen ist, haben sich hingegen die beiden Domänenwände bis an das Ende des stromdurchflossenen Bereiches der Leiterbahn bewegt, welches durch die Au-Kontakte gegeben ist. Da die Bewegungsrichtung der beiden Domänenwände entgegengesetzt ist, lässt sich hier eindeutig sagen, dass es sich um einen Effekt des Magnetfeldes und nicht um einen Spin-Torque-Effekt handelt. Bei einer Spin-Torque induzierten Domänenwandbewegung müssten sich die beiden Domänenwände in die gleiche Richtung bewegen (s. Abbildung 2.14). Da dieser Effekt jedoch nur in der stromdurchflossenen Leiterbahn auftritt und nicht in den anderen, ist er zumindest durch den Stromfluss ausgelöst worden. Grund hierfür ist eine mögliche Erwärmung der Leiterbahn aufgrund Joule'scher Wärme. Dieser Effekt wird am Ende dieses Abschnitts ausführlich diskutiert.

Zunächst wird die Reversibilität dieser Prozesse untersucht. Abbildung 4.37 zeigt eine Sequenz von Kerr-Mikroskopie Aufnahmen. Das erste Bild zeigt die $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen-Leiterbahn in aufmagnetisiertem Zustand. Da die Leiterbahn in ihrem magnetischen Ausgangszustand ist, ist kein Kontrast zu erkennen. Anschließend werden die Leiterbahnen bei einem gleichzeitig angelegtem externen Magnetfeld von Strompulsen durchflossen. Die Richtung des Magnetfeldes wird dabei nach jedem Strom-

puls umgedreht. Betrachtet man die in Abbildung 4.37 dargestellte Sequenz, so kann man erkennen, dass die Leiterbahn, durch die der Strompuls geflossen ist, durch jeden Strompuls vollständig ummagnetisiert wird, wie an dem von Bild zu Bild abwechselnden Kontrast der Leiterbahn zu sehen ist. Auf die anderen Leiterbahnen hat der Strompuls keinen Einfluss. Auch dieses vollständige Umschalten der Leiterbahn kann aufgrund der Joule'schen Erwärmung der Leiterbahn, die durch den Strompuls verursacht wird, erklärt werden. Dieser Effekt kann auch bei geringeren externen Magnetfeldern durch eine erhöhte Stromdichte erreicht werden.

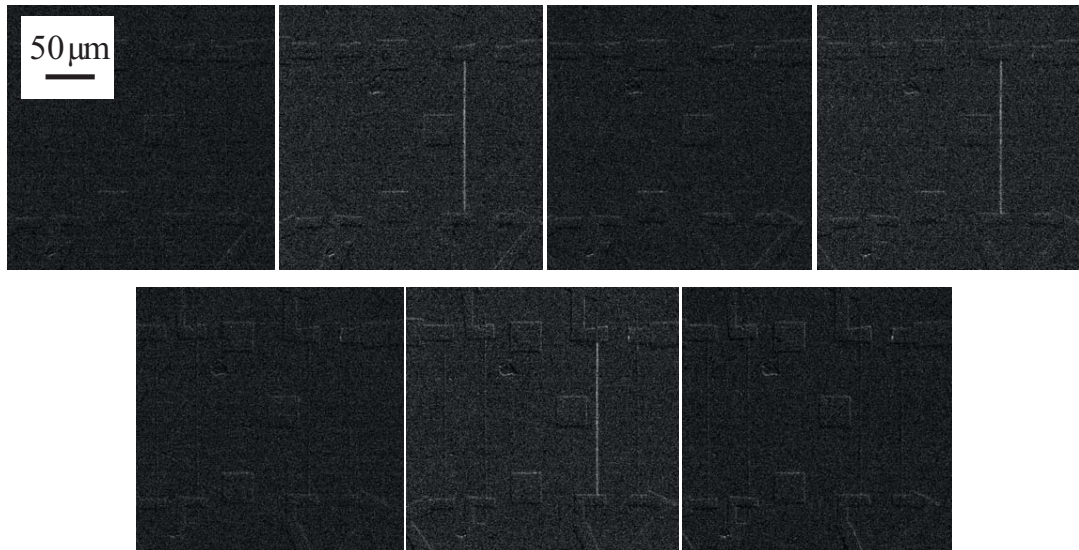


Abbildung 4.37: Sequenz von Kerr-Mikroskopie Aufnahmen nach einzelnen Strompulsen. Nach jedem Strompuls wurde die Richtung des externen Magnetfeldes geändert. Zu erkennen ist, dass die Leiterbahn, durch die der Strompuls geflossen ist, dadurch reversibel hin- und hergeschaltet werden kann.

Eine Bestimmung der Geschwindigkeit der Domänenwände ist in den bisher gezeigten Fällen nicht möglich, da die Domänenwände die Leiterbahn vollständig durchwandern und nicht bekannt ist, nach welcher Zeit dieser Prozess abgeschlossen ist. Daher wurde der oben gezeigte Effekt für verringerte Magnetfelder untersucht. Abbildung 4.38 zeigt eine Sequenz von Bildern, die nach jeweils aufeinander folgenden Strompulsen in einem externen Magnetfeld von 7 mT aufgenommen wurden. Hier ist jeweils nur die Leiterbahn gezeigt, durch die der Strom geflossen ist. Wie bereits vorher diskutiert, tritt für alle anderen Leiterbahnen kein Effekt aufgrund des Stromflusses auf. Der im ersten Bild gezeigte magnetische Zustand wurde wie in Abbildung 4.36

diskutiert, durch ein externes Magnetfeld präpariert. Deutlich zu erkennen ist auch in diesem Fall, dass die Nukleation der Domänenwände von der Stelle ausgeht, an der Ga-Ionen in die Struktur implantiert wurden. Bei Anlegen eines Strompulses bewegen sich die Domänenwände in entgegengesetzter Richtung. Durch das verringerte externe Magnetfeld ist diese Bewegung allerdings deutlich langsamer als in Abbildung 4.36 gezeigt. Die mittlere Geschwindigkeit der Domänenwände kann unter der Voraussetzung einer konstanten Bewegung während der Pulsdauer zu $v = 10 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ berechnet werden. Hierbei treten jedoch für einzelne Pulse Abweichungen von bis zu $\Delta v = 5 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ auf. Diese können durch statistische Pinningzentren in der Leiterbahn erklärt werden. Durch das stärkere Festhalten der Domänenwände an diesen Stellen wird effektiv eine geringere Geschwindigkeit gemessen.

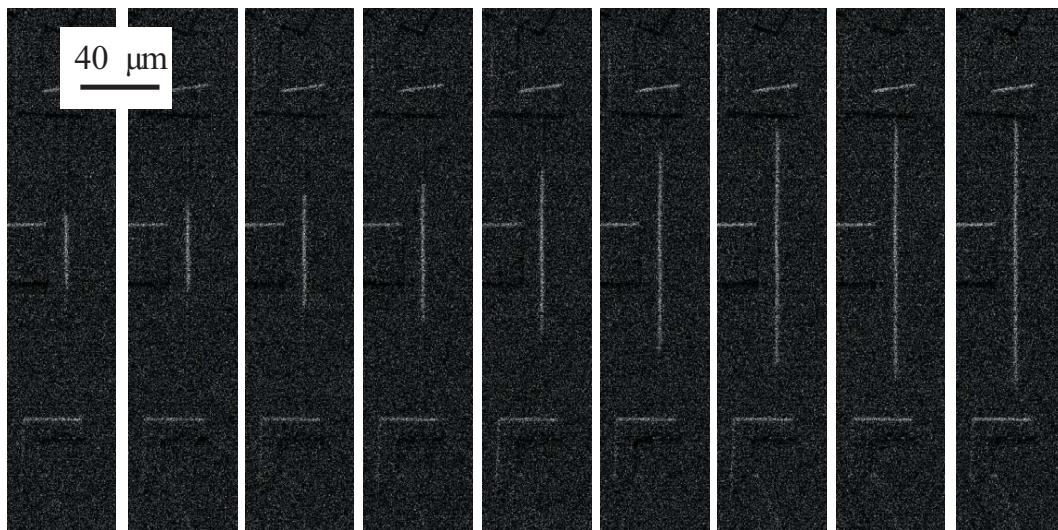


Abbildung 4.38: Sequenz von Kerr-Mikroskopie Aufnahmen nach aufeinanderfolgenden Strompulsen in einem externen Magnetfeld von 7 mT. Die Domänenwände bewegen sich in entgegengesetzter Richtung zu den Enden der Leiterbahnen.

Um den Einfluss der Leiterbahntemperatur aufgrund Joule'scher Erwärmung besser verstehen zu können, werden die Widerstandsänderungen der Leiterbahn während der Strompulse gemessen. Abbildung 4.39 zeigt den gemessenen Widerstand als Funktion der Stromdichte während des Strompulses an einer $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen-Leiterbahn. Man beobachtet mit zunehmender Stromdichte eine überproportionale Zunahme des Widerstandes. Dies ist auf die Joule'sche Erwärmung der Probe zurückzuführen. Um aus diesem Widerstandsanstieg den Temperaturanstieg während des Strompulses bestimmen zu können, sind zusätzlich temperaturabhängige Widerstandsmessungen an

diesen Leiterbahnen durchgeführt worden. Die erhaltenen Resultate sind für die gleiche Leiterbahn im Inset in Abbildung 4.39 dargestellt. Für diese Widerstandsbestimmung wurden Stromdichten eingesetzt, die im Bereich von $10^4 \frac{A}{cm^2}$ liegen. Somit kann hier eine Erwärmung aufgrund des Stromflusses ausgeschlossen werden. Man beobachtet, wie es auch theoretisch erwartet wird, im Bereich von Zimmertemperatur eine lineare Zunahme des Widerstandes mit steigender Temperatur. Aus diesem linearen Anstieg lässt sich dann umgekehrt für die während der Strompulse gefundenen Widerstandszunahmen eine Temperaturänderung berechnen. Für die höchsten Stromdichten von $j = 9 \cdot 10^7 \frac{A}{cm^2}$ können hierbei Temperaturerhöhungen im Bereich von $\Delta T = 400$ K beobachtet werden.

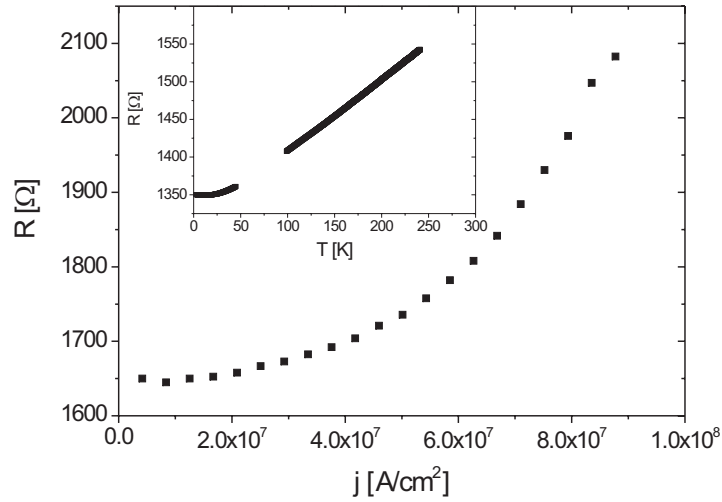


Abbildung 4.39: Widerstandsanstieg aufgrund eines gepulsten Stromes. Das Inset zeigt die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes bei geringer Strombelastung.

Diese Temperaturänderungen sind für die hier untersuchten $(Co/Pt)_n$ -Multilagen sehr kritisch. Dies liegt daran, dass die Curie-Temperatur dieses Systems bei etwa 600 K liegt [74]. Die magnetischen Eigenschaften der untersuchten Leiterbahnen verändern sich bei Annäherung an diese Temperatur stark. Die Koerzitivfelder nehmen ab, so dass bei Anlegen eines externen Magnetfeldes nur die erwärmte Leiterbahn ummagnetisiert wird und nicht die anderen Leiterbahnen, genau wie es in Abbildung 4.36 beobachtet wurde. In Abwesenheit eines externen Magnetfeldes konnte auch für die höchsten Stromdichten keine Domänenwandbewegung beobachtet werden.

Um den Einfluss der Joule'schen Erwärmung zu verringern, wurden weiterhin die verwendeten Pulsdauern verringert. Abbildung 4.40 zeigt Kerr-Mikroskopie Aufnahmen einer weiteren $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen-Leiterbahn. Die gestrichelte Linie stellt die Struktur der Leiterbahn dar. Abbildung 4.40a) zeigt den mit einem externen Magnetfeld erzeugten Zustand der Leiterbahn. Ausgehend von der Ionenimplantationsstelle wird auch hier eine Domäne nukleiert. Anschließend wird ein Strompuls mit einer Pulsdauer von $1 \mu\text{s}$ und einer Stärke von $j = 7 \cdot 10^7 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ gegeben. Hierbei war zusätzlich ein externes Magnetfeld von 7 mT angeschaltet. Hier ist das gleiche Verhalten zu erkennen, welches bereits anhand von Abbildung 4.36 diskutiert wurde. Beide Domänenwände durchlaufen in umgekehrter Richtung die Leiterbahn. Durch die Verringerung der Pulsdauer ist also kein Unterschied in den Beobachtungen aufgetreten. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Erwärmung der Probe auf Zeitskalen unter $1 \mu\text{s}$ eintritt [114, 118]. Auch ohne ein gleichzeitig vorhandenes externes Magnetfeld konnten keine Einflüsse des Spin-Torque-Effektes festgestellt werden.

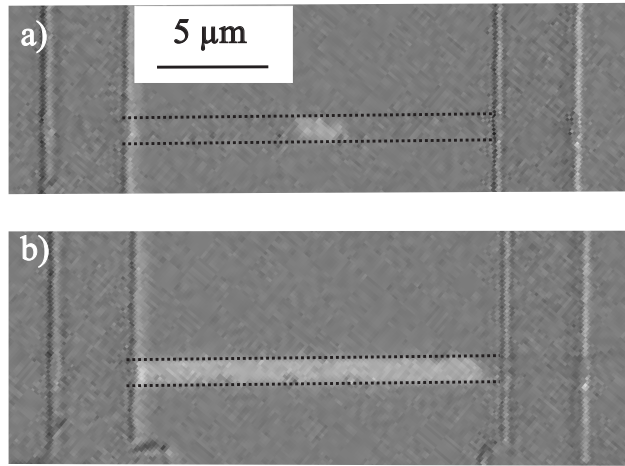


Abbildung 4.40: Kerr-Mikroskopie Aufnahmen einer $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen-Leiterbahn. Die Position dieser Leiterbahn ist durch die gestrichelte Linie verdeutlicht. a) Mit einem Magnetfeld nukleierter Zustand der Leiterbahn b) Zustand nach einem Strompuls mit $1 \mu\text{s}$ Dauer.

Zusammenfassend kann demnach gesagt werden, dass in senkrecht zur Schichtebene magnetisierten Systemen *keine* Effekte aufgrund des Spin-Torque-Effektes bis zu Stromdichten von $j \approx 10^8 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ beobachtet werden konnten. Dies ist unabhängig davon, wie lang die Pulsdauern der verwendeten Strompulse sind. Die auftretenden Effekte können aufgrund des Oersted-Feldes, welches mit dem Stromfluss verbunden ist, sowie mit der Erwärmung der Probe aufgrund der Joule'schen Erwärmung erklärt werden.

4.6.2 Domänenwandbewegung in epitaktischen Fe-Leiterbahnen

Im letzten Abschnitt konnte gezeigt werden, dass die Erwärmung der Probe eine wesentliche Rolle spielt bei Materialien, deren Curie-Temperatur nicht weit oberhalb von Zimmertemperatur liegt. Um diesen Einfluss bei den folgenden Untersuchungen zu vermeiden, werden weitere Messungen an epitaktischen Fe-Leiterbahnen durchgeführt, die in den vorherigen Kapiteln bereits ausführlich behandelt wurden. Die Curie-Temperatur dieser Proben ist $T_c = 1043$ K [31] und somit deutlich oberhalb Zimmertemperatur.

Untersuchungen des Einflusses eines spinpolarisierten Stromes auf Domänenwände in epitaktischen Fe-Leiterbahnen werden zunächst an epitaktischen Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110) durchgeführt, die transversal zur Leiterbahnachse magnetisiert sind. Zur Erzeugung der Domänenwände wird hierbei die gleiche Technik benutzt, die bereits in Kapitel 4.5.1 zur Bestimmung des Domänenwandwiderstandes benutzt wurde.

In Abbildung 4.41 sind MFM-Aufnahmen einer quer magnetisierten epitaktischen Fe-Leiterbahn dargestellt. Abbildung 4.41a) zeigt dabei den Zustand, bevor ein Strompuls durch die Leiterbahn geflossen ist. In dem hier gezeigten Fall sind drei Domänenwände in der Leiterbahn vorhanden. Anschließend wurde ein Strompuls mit einer Stromdichte von $j = 1 \cdot 10^8 \frac{A}{cm^2}$ durch die Leiterbahn gegeben. Die Pulslänge ist 250 ns. Hierbei war die Stromrichtung so gewählt, dass die Elektronen von unten nach oben fließen. Es ist kein externes Magnetfeld während des Strompulses vorhanden gewesen. Abbildung 4.41b) zeigt eine MFM-Aufnahme des Zustandes nach diesem Strompuls. Hier beobachtet man, dass sich die unteren beiden Domänenwände nicht bewegt haben. Die obere Domänenwand hingegen hat sich in Elektronflussrichtung bewegt.

Um die Reversibilität des Prozesses zu überprüfen, wurde weitergehend die Stromrichtung umgekehrt. Die weiteren Parameter des Strompulses wurden beibehalten. Abbildung 4.41c) zeigt ein MFM-Bild, nachdem dieser Strompuls gleicher Stärke und gleicher Dauer in umgekehrter Richtung die Leiterbahn durchflossen hat. Erneut haben sich die beiden unteren Domänenwände nicht verändert. Die obere Domänenwand hat sich in Elektronenflussrichtung bewegt und befindet sich wieder an der ursprünglichen Position.

Auffällig ist zunächst, dass sich nur eine Domänenwand bewegt und nicht alle vorhandenen Domänenwände, wie es sowohl für eine magnetfelddominierte Domänenwandbewegung als auch für Spin-Torque induzierte Domänenwandbewegung der Fall sein müsste. Um dieses Verhalten näher zu untersuchen, sind die Messungen mehrfach wiederholt worden. Bei allen weiter durchgeführten Untersuchungen gab es jedoch stets einige Domänenwände, die sich nicht durch einen Strompuls beeinflussen ließen. Dies kann durch statistisch in der Leiterbahn verteilte Pinningzentren erklärt werden, von

denen ausgehend die Domänenwände nur erschwert gelöst werden können. Berechnet man die mittlere Geschwindigkeit der Domänenwand anhand der zurückgelegten Strecke und der Pulsdauer, so wird in diesem Fall eine Geschwindigkeit von $v = 30 \frac{m}{s}$ gefunden.

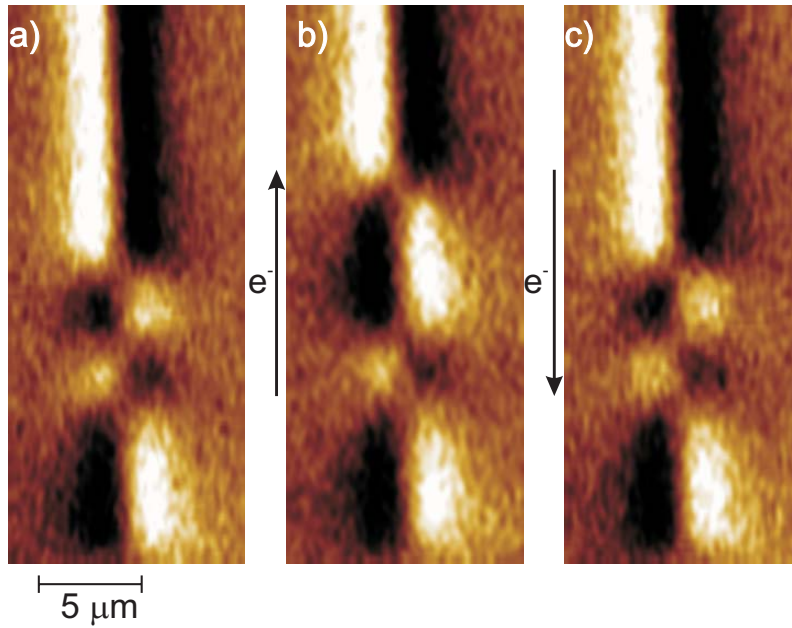


Abbildung 4.41: MFM-Aufnahmen einer epitaktischen, quer magnetisierten Fe-Leiterbahn. a) Vor Strompulsen b) nach einem Strompuls mit Elektronenflussrichtung nach oben c) nach einem weitere Strompuls mit Elektronenflussrichtung nach unten.

Zunächst ist es naheliegend, die hier aufgetretenen Domänenwandbewegungen mit dem Einfluss des Spin-Torque-Effektes zu erklären, da die Domänenwandbewegung in Elektronenflussrichtung stattfindet und bei geänderter Strompolarität auch die Bewegungsrichtung der Domänenwand invertiert wird. Um die Frage eindeutig zu klären, ob die Domänenwandbewegung durch den Spin-Torque-Effekt verursacht wurde, sind viele Messungen durchgeführt worden. Bei dem in Abbildung 4.41 gezeigten Beispiel bewegte sich die Domänenwand in Elektronenflussrichtung. Bei den nachfolgend durchgeführten Messungen traten jedoch auch Fälle auf, bei denen sich die Domänenwand *entgegen* der Elektronflussrichtung bewegt hat. Dieses Verhalten lässt sich nicht im Rahmen des Spin-Torque-Effektes erklären. Es lässt sich hingegen durch den Einfluss des Oersted-Feldes erklären.

Wie bereits in Abbildung 4.35 wurde auch für diese Leiterbahn das Oersted-Feld analytisch berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.42 gezeigt. Für die Geometrie der Leiterbahn und der Stromrichtung wurde die gleiche Konvention wie in Abbildung 4.35 gewählt. Abbildung 4.42b) veranschaulicht die Richtung und Stärke des Oersted-Feldes innerhalb der Leiterbahn, wobei der Strom senkrecht zu der gezeigten Ebene fließt. Die rote Linie markiert hierbei die Dicke des Fe-Films. Der obere Bereich ist die nichtmagnetische Abdeckschicht. Man erkennt wiederum, dass das Oersted-Feld wirbelförmig um die Mitte der Leiterbahn verteilt ist. Abbildung 4.42c) zeigt die transversale Komponente B_x des Oersted-Feldes an der Unterkante der Leiterbahn. Der Abbildung kann entnommen werden, dass das Oersted-Feld auf transversal magnetisierte Leiterbahnen einen großen Einfluss hat, da die Magnetfeldkomponente in dieser Richtung eine Größe von etwa 10 mT erreichen kann. Über große Bereiche der Leiterbahn ist die Stärke des Oersted-Feldes weitgehend homogen.

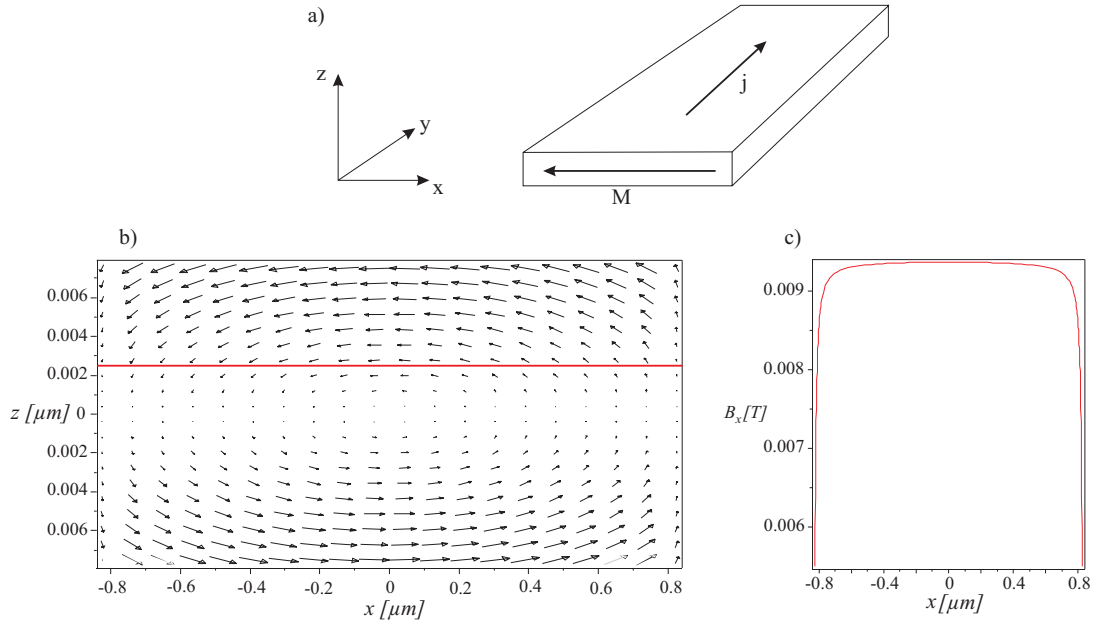


Abbildung 4.42: Berechnung des Oersted-Feldes für eine stromdurchflossene Leiterbahn. Es wurde eine Stromdichte von $j = 1 \cdot 10^8 \frac{A}{cm^2}$ benutzt. Links ist ein Querschnitt durch die Leiterbahn gezeigt, die Pfeile stellen die Größe und Richtung des Oersted-Feldes dar. Rechts ist das Feld in x-Richtung an der Unterkante der Leiterbahn gezeigt.

Allerdings ist die Richtung des Oersted-Feldes an der Oberkante bzw. an der Unterkante der Leiterbahn genau umgekehrt. In dem vorliegenden Fall bewirkt jedoch

die Abdeckschicht, dass das Oersted-Feld an der Oberseite der Leiterbahn vorwiegend in der Abdeckschicht ist. Dies führt dazu, dass das Oersted-Feld an der Oberseite der Fe-Schicht kleiner ist als an der Unterseite der Fe-Schicht. Somit ist effektiv ein Magnetfeld in der Fe-Leiterbahn vorhanden. Da die durch das Oersted-Feld entstehenden Magnetfelder kleiner sind als die Koerzitivfelder der Leiterbahnen, können diese nicht vollständig ummagnetisiert werden. Allerdings ist es möglich, dass sich Bereiche, die parallel zu dem Oersted-Feld an der Unterseite der Leiterbahn magnetisiert sind, ausdehnen. Durch Ändern der Stromrichtung ändert das Oersted-Feld seine Richtung ebenfalls, so dass auch die Hin- und Herbewegung der Domänenwand erklärt werden kann.

Da es sich nach obiger Interpretation um eine magnetfeldgetriebene Domänenwandbewegung handelt, ist für die Bewegung von zwei Domänenwänden zu erwarten, dass sich diese in entgegengesetzter Richtung bewegen (siehe Abbildung 2.14). Aufgrund des starken Pinning bewegt sich allerdings zumeist nur eine Domänenwand. Abbildung 4.43 zeigt die Bilder zu einem singulär beobachteten Fall. In Abbildung 4.43a) ist der Zustand nach Domänennukleation mit Hilfe der MFM-Spitze gezeigt. Nach einem Strompuls mit $j = 1 \cdot 10^8 \frac{A}{cm^2}$ und einer Dauer von 500 ns wurde Abbildung 4.43b) aufgenommen. Hier ist zu sehen, dass sich die beiden Domänenwände in entgegengesetzter Richtung bewegt haben. Die obere Domänenwand hat sich jedoch weiter bewegt als die untere Domänenwand. Nach erneutem Anlegen eines Strompulses in die entgegengesetzte Richtung wurde Abbildung 4.43c) aufgenommen. Hier ist zu erkennen, dass jetzt wieder nur eine Domänenwand bewegt wird. Die untere Domänenwand wird hingegen durch ein intrinsisches Pinningzentrum festgehalten und kann nicht mehr bewegt werden. Dieses Pinning erklärt auch, warum sich die untere Domänenwand bei dem ersten Strompuls weniger bewegt hat als die obere Domänenwand.

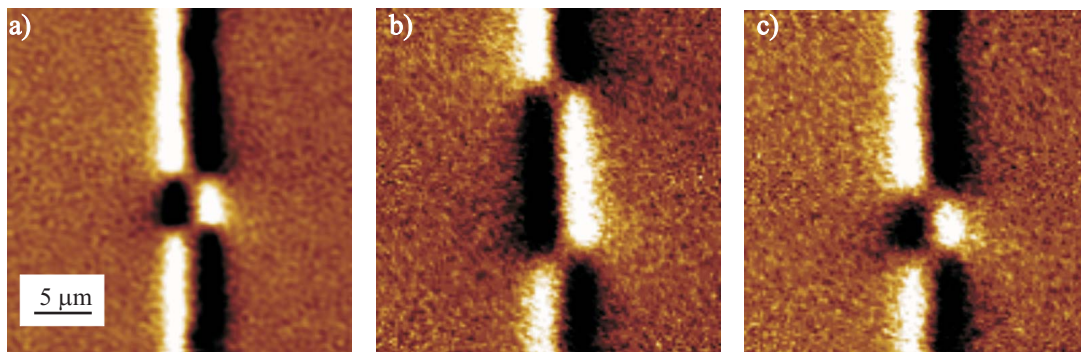


Abbildung 4.43: MFM-Aufnahmen einer epitaktischen, quer magnetisierten Fe-Leiterbahn vor (a) und nach Anlegen von Strompulsen (b,c).

Da das Oersted-Feld quer zur Leiterbahn orientiert ist, sind offensichtlich quer magnetisierte Leiterbahnen kein geeignetes System zur Untersuchung der Einflüsse des Spin-Torque-Effektes. Daher werden im Folgenden longitudinal magnetisierte Fe-Leiterbahnen verwendet, da in diesen das Oersted-Feld keine Rolle spielen sollte, denn hier existiert keine Magnetfeldkomponente parallel zur leichten Magnetisierungsrichtung. Um es zu ermöglichen, in diesen longitudinal magnetisierten Leiterbahnen gezielt Domänenwände zu erzeugen, werden Zick-Zack-Strukturen verwendet, die auch bei Untersuchungen anderer Gruppen häufig verwendet wurden [63, 180]. Hierfür sind die bisher verwendeten GaAs-Substrate mit einer (110)-Orientierung nicht geeignet, da innerhalb der Schichtebene eine ausgezeichnete leichte Richtungen vorhanden ist.

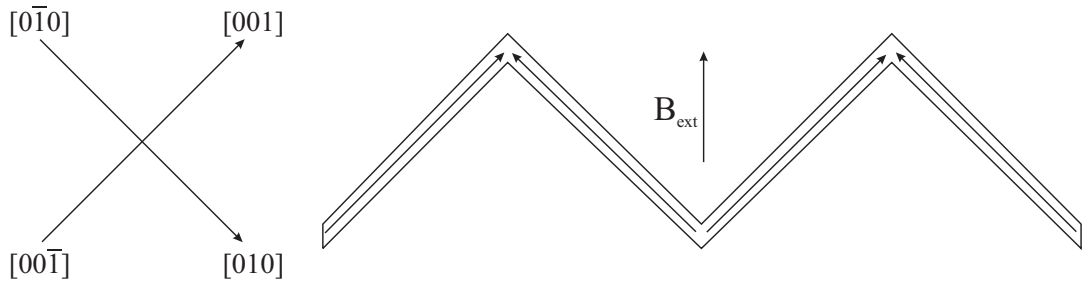


Abbildung 4.44: Schematische Darstellung der Orientierung von epitaktischen Fe-Zick-Zack-Leiterbahnen auf GaAs(001). Die leichten Richtungen sind die $\langle 100 \rangle$ -Richtungen, so dass die Leiterbahn stets parallel zu einer leichten Richtung orientiert ist.

Daher werden für die Untersuchung von Zick-Zack-Leiterbahnen epitaktische Fe-Leiterbahnen auf GaAs(001) hergestellt. Die Probenpräparation unterscheidet sich nur wenig von der Präparation des epitaktischen Fe auf GaAs(110). Details können in [134] nachgelesen werden. Im Gegensatz zu Fe auf GaAs(110) weist Fe/GaAs(001) eine vierzählige Symmetrie innerhalb der Schichtebene auf [193, 194]. Durch diese Vierzähligkeit ist es möglich, Zick-Zack-Leiterbahnen so zu orientieren, dass die leichten Achsen der Magnetisierung stets parallel zur Leiterbahn orientiert sind. Dies ist schematisch in Abbildung 4.44 gezeigt. Die $\langle 100 \rangle$ -Richtungen sind hier die leichten Richtungen der kristallinen Anisotropie. Zusätzlich ist in Abbildung 4.44 gezeigt, wie in diese Leiterbahnen reproduzierbar Domänenwände eingebracht werden können. Nach Anlegen eines Magnetfeldes in der gezeigten Richtung, findet man in Remanenz den schematisch gezeigten Magnetisierungszustand vor, da die Magnetisierung der Leiterbahnteile jeweils in die leichteste Richtung rotiert, die durch die Summe aus Formanisotropie und kristalliner Anisotropie gegeben ist. Dadurch bilden sich an den Ecken der Zick-Zack-Leiterbahn reproduzierbar Domänenwände aus, die für die Untersuchung der strominduzierten Domänenwandbewegung geeignet sind [112, 195].

Abbildung 4.45a) zeigt ein MFM-Bild, dass von einer solchen Struktur aufgenommen wurde, nachdem die oben beschriebene Prozedur zum Einbringen der Domänenwände durchgeführt wurde. Die gestrichelte Linie stellt die Geometrie der Leiterbahn dar. Man erkennt deutlich einzelne helle bzw. dunkle Stellen. Dies sind die Stellen, an denen das Streufeld aus der Leiterbahn austritt und die MFM-Spitze eine z-Komponente des Streufeldes detektieren kann. Diese Kontraste markieren somit die Positionen, an denen Domänenwände in der Leiterbahn vorhanden sind. Anschließend ist ein Strompuls von $j = 1 \cdot 10^8 \frac{A}{cm^2}$ mit einer Dauer von 500 ns durch diese Struktur geflossen. Abbildung 4.45b) zeigt ein MFM-Bild, welches nach dem Strompuls aufgenommen wurde. Hierbei ist zu erkennen, dass keine Veränderung der Domänenstruktur eingetreten ist. Dieses Experiment wurde mehrfach wiederholt unter Variation der Stromdichte (bis zu $j = 2 \cdot 10^8 \frac{A}{cm^2}$), der Pulslänge (50 ns - 10 μ s) und der Stromrichtung. Für alle Experimente konnte keine Bewegung der Domänenwände festgestellt werden. Bei Verwendung noch höherer Stromdichten sind die Leiterbahnen zerstört worden.

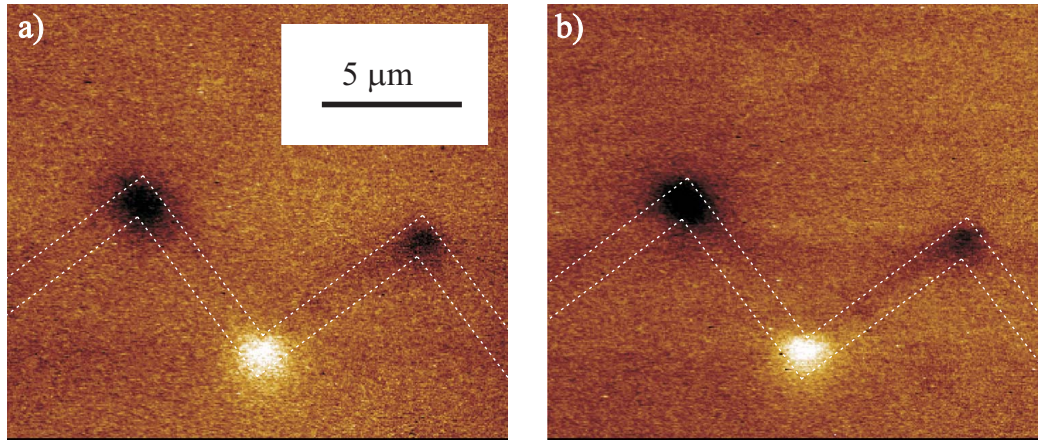


Abbildung 4.45: MFM-Aufnahmen einer epitaktischen Fe-Zick-Zack-Leiterbahn, nachdem mit Hilfe eines externen Magnetfeldes definiert an den Ecken Domänenwände erzeugt wurden. Die gestrichelte Linie zeigt die Position der Leiterbahn. Das rechte Bild zeigt die Leiterbahn nachdem ein Strompuls mit $1 \cdot 10^8 \frac{A}{cm^2}$ durch die Leiterbahn geflossen ist.

Da von anderen Gruppen das hier betrachtete Materialsystem noch nicht untersucht wurde, ist ein Vergleich mit experimentellen Daten anderer Gruppen nicht direkt möglich. Für andere Materialsysteme, z.B. Permalloy, werden zur Erklärung der beobachteten Phänomene zwei Terme zur Landau-Lifshitz Gleichung hinzugefügt: einer davon beschreibt die adiabatische Bewegung der Elektronen durch die Domänenwand, der andere die nichtadiabatische Bewegung [122, 123]. Da der nichtadiabatische Term

an den Domänenwandwiderstand gekoppelt ist, kann für das hier vorliegende System festgestellt werden, dass dieser Term berücksichtigt werden muss. Wäre in der Leiterbahn kein Pinning-Potential für die Domänenwände vorhanden, würde die kritische Stromdichte damit Null werden. Da bei der Bewegung der Domänenwände durch das Oersted-Feld Pinning beobachtet wurde, wird durch dieses Pinning die kritische Stromdichte erhöht. Das Pinning ist in diesem Fall offensichtlich so stark, dass bis zu Stromdichten von $j = 2 \cdot 10^8 \frac{A}{cm^2}$ die kritische Stromdichte nicht erreicht wird.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Untersuchungen zur Domänenwandbewegung ergeben haben, dass das Oersted-Feld einen sehr großen Einfluss auf die Ergebnisse hat. Die erhaltenen Ergebnisse lassen sich sowohl für senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Multilagen Systeme als auch für epitaktische Systeme, die in der Schichtebene magnetisiert sind, durch Effekte des Oersted-Feldes erklären, welches quantitativ berücksichtigt wird. Bei der Untersuchung von Systemen, bei denen das Oersted-Feld keinen Einfluss hat, wird keine Domänenwandbewegung gefunden. Einflüsse des Spin-Torque-Effektes konnten somit in allen untersuchten Systemen *nicht* festgestellt werden.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden spinabhängige Transportphänomene in epitaktischen, nanostrukturierten Fe-Leiterbahnen untersucht. Im Vordergrund der Untersuchungen standen dabei Quantentransporteffekte, der Domänenwandwiderstand sowie die strominduzierte Domänenwandbewegung.

Zunächst werden epitaktische Fe-Filme auf verschiedenen Substraten in einer Ultrahochvakuumkammer mit einem Basisdruck $p < 10^{-10}$ mbar hergestellt. Der Herstellungsprozess sowie die Schichten selbst werden mit Hilfe von niederenergetischer Elektronenbeugung sowie mit Auger-Elektronen Spektroskopie überwacht. Hierbei wird ermittelt, dass die epitaktische Schicht verunreinigungsfrei ist und aufgrund der Gitterfehlانpassung des Fe-Films auf dem GaAs(110)-Substrat eine leichte Verspannung aufweist. Zum Schutz vor Oxidation werden die Filme mit einer Abdeckschicht aus Ag und Pt abgedeckt. Die magnetischen Eigenschaften der Fe-Filme werden mit Hilfe von Ferromagnetischer Resonanz sowie SQUID Magnetometrie bestimmt. Hierbei wird neben der kubischen Anisotropie, die vom Volumenmaterial bekannt und erwartet ist, eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie innerhalb der Schichtebene gefunden, die für dünne Schichten typisch ist. Winkelabhängige Messungen in polarer Geometrie zeigen zusätzlich, dass aufgrund einer Verspannung des Fe-Films auf dem Substrat eine zusätzliche Anisotropie in der Richtung senkrecht zur Schichtebene vorhanden ist.

Aus diesen Filmen werden mit Hilfe von Elektronenstrahllithografie einzelne Leiterbahnen "herausgeschnitten", was die Verwendung eines Negativlackes erfordert. Dieser wird auf dem Film strukturiert und für die nachfolgenden Schritte als Ätzmaske verwendet. Mit Hilfe von Argon-Ionen werden die nicht durch den Lack geschützten Bereiche entfernt und es verbleiben epitaktische Fe-Leiterbahnen. Diese werden in einem weiteren Schritt mit nicht-magnetischen Kontakten versehen.

Die epitaktischen Fe-Leiterbahnen werden mit verschiedenen Methoden magnetisch charakterisiert. Mit Hilfe von Magnetkraftmikroskopie werden die Remanenzzustände einzelner Leiterbahnen untersucht. Breite Leiterbahnen, die senkrecht zur leichten Achse der kristallinen Anisotropie orientiert sind, weisen in Remanenz eine Magnetisierung auf, die *transversal* zur langen Leiterbahnachse orientiert ist, was nur durch die Verwendung eines epitaktischen Probensystems erreicht werden konnte. Für schmale Leiterbahnen ($w < 300$ nm) liegt die effektive leichte Richtung der Magnetisierung parallel zur langen Leiterbahnachse, da in diesem Fall die Formanisotropie über die

kristalline Anisotropie dominiert. Magnetowiderstandsmessungen, die sowohl bei Zimmertemperatur als auch bei 4.2 K durchgeführt wurden, bestätigen diese Beobachtungen. Das Magnetowiderstandsverhalten wird dominiert durch Beiträge des Anisotropen Magnetowiderstandes. Anhand von OOMMF-Rechnungen ist es möglich, den Widerstand aufgrund des AMR-Beitrages zu berechnen. Diese Berechnungen zeigen in guter Übereinstimmung das experimentell beobachtete Verhalten. Das Ummagnetisierungsverhalten longitudinal magnetisierter Leiterbahnen kann ebenfalls in guter Übereinstimmung mit theoretischen Berechnungen beschrieben werden. Die Sättigungs- und Koerzitivfelder der Leiterbahnen können durch Berücksichtigung der Formanisotropie quantitativ beschrieben werden.

Für epitaktische Fe-Leiterbahnen verschiedener Breite und verschiedener Orientierung wurde erstmals untersucht, ob Quantentransportphänomene auftreten. Unabhängig von der Leiterbahnbreite sowie der Orientierung der Leiterbahn wird *kein* Beitrag aufgrund schwacher Lokalisierung gefunden. Dies konnte für Temperaturen bis 20 mK bestätigt werden. Auftretende Widerstandsänderungen können quantitativ mit Leitwertkorrekturen aufgrund erhöhter Elektron-Elektron Wechselwirkung erklärt werden. Der mit kleiner werdender Leiterbahnbreite größer werdende Einfluss der erhöhten Elektron-Elektron Wechselwirkung kann mit dem Beginn des Übergangs von zwei- zu eindimensionalem Verhalten erklärt werden.

Der Domänenwandwiderstand konnte für verschiedene Arten von Domänenwandstrukturen bestimmt werden, was durch die Verwendung eines epitaktischen Proben-systems möglich war. Es ist aufgrund des Streufeldes der MFM-Spitze gelungen, quer magnetisierte Fe-Leiterbahnen lokal umzumagnetisieren und somit eine variable, aber definierte Zahl von Domänenwänden in die Leiterbahn einzubringen. So ist es für diese Leiterbahnen möglich, den Widerstandsanstieg als Funktion der Anzahl der Domänenwände zu bestimmen. Für diese Leiterbahnen findet man unter Berücksichtigung des AMR-Effektes mit Hilfe von OOMMF-Simulationen einen Widerstandsanstieg von 0.19% innerhalb der Domänenwand. Zusätzlich wurden Leiterbahnen mit variierender Leiterbahnbreite untersucht. In diesen ist das Koerzitivfeld der einzelnen Leiterbahnteile unterschiedlich und somit ist es möglich, eine einzelne Domänenwand am Übergang dieser Teile festzuhalten, was sowohl für longitudinal als auch für transversal magnetisierte Leiterbahnen erreicht werden konnte. Dieses Verhalten wurde mit Hilfe von hochauflösender Photoemissionselektronenmikroskopie nachgewiesen. Die Beiträge aufgrund des AMR-Effektes konnten auch hier aufgrund der epitaktischen Struktur der Leiterbahnen, die zu sehr definierten Domänenwänden führt, quantitativ berechnet werden und davon ausgehend wurde ein positiver intrinsischer Domänenwandwiderstand von 0.2% bei Zimmertemperatur bestimmt. Dieser Wert konnte für quer magnetisierte Leiterbahnen bestätigt werden. Bei Temperaturen von 4.2 K findet man einen erhöhten Wert von 0.4%. Diese Werte lassen sich anhand des theoretischen Modells von Levy und Zhang [13] erklären.

Die strominduzierte Domänenwandbewegung wurde für senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Multilagen-Leiterbahnen und erstmals auch für epitaktische Fe-Leiterbahnen mit transversaler und longitudinaler Magnetisierung untersucht. Für $(\text{Co/Ni})_n$ -Multilagen-Leiterbahnen wird bereits ohne externes Magnetfeld eine Beeinflussung der Magnetisierung durch einen Strompuls mit Kerr-Mikroskopie Aufnahmen nachgewiesen. Diese kann jedoch durch das mit dem Stromfluss verbundene Oersted-Feld, welches für die gegebene Leiterbahngeometrie berechnet wurde, erklärt werden. Für $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen-Leiterbahnen wird aufgrund der Erwärmung der Leiterbahn durch den Strompuls eine Domänenwandbewegung in externen Magnetfeldern gefunden. In quer magnetisierten epitaktischen Fe-Leiterbahnen, die aufgrund der hohen Curie-Temperatur unempfindlich gegenüber Erwärmungseffekten sind, ist es möglich aufgrund eines gepulsten Stromes Domänenwände hin- und herzubewegen. Dieser Effekt ist jedoch ebenfalls auf das Oersted-Feld zurückzuführen und ist *kein* Spin-Torque-Effekt. Eine Untersuchung longitudinal magnetisierter epitaktischer Leiterbahnen, in denen weder das Oersted-Feld noch die Temperatur einen Einfluss hat, zeigte schließlich keine Bewegung der Domänenwänden für Stromdichten bis zu $2 \cdot 10^8 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$. Dies kann durch starkes Pinning in den Leiterbahnen erklärt werden.

A Anhang

A.1 OOMMF Quellcodes

Für die OOMMF Simulationen wurde der 3d-Solver Oxsii (eXtensible Solver Interactive Interface) benutzt. Die Dateien, die die auszuführenden Operationen beinhalten, müssen daher im sogenannten mif2 Format erstellt werden. Die Benutzung der Routinen Oxs_CubicAnisotropy und Oxs_UniaxialAnisotropy erlaubt es, sowohl kubische als auch uniaxiale Anisotropien gleichzeitig zu verwenden. Eine typische Quellcode Datei zur Simulation einer AMR-Messung sieht folgendermaßen aus:

```
#MIF 2.1
set PI [expr {4*atan(1.)}]
set MU0 [expr {4*$PI*1e-7}]
Specify Oxs_BoxAtlas:atlas {
    xrange {0 60e-6}
    yrange {0 2000E-9}
    zrange {0 10e-9}
}
Specify Oxs_RectangularMesh:mesh {
    cellsize {50e-9 50e-9 10e-9}
    atlas :atlas
}
Specify Oxs_CubicAnisotropy {
    K1 33.2E3
    axis1 { Oxs_UniformVectorField {
        norm 1
        vector {1 0 0}
    } }
    axis2 { Oxs_UniformVectorField {
        norm 1
        vector {0 1 1}
    } }
}
Specify Oxs_UniaxialAnisotropy {
    K1 29E3
    axis { Oxs_UniformVectorField {
        norm 1
```

```
        vector {1 0 0}
      } }
    }
Specify Oxs_UniformExchange {
  A 21E-12
}
Specify Oxs_Demag {}
Specify Oxs_UZeeman:extfield0 [subst {
  comment {Field values in Tesla; scale to A/m}
  multiplier [expr {1/$MU0}]
  Hrange {
    {0 -0.1 0 0 0.1 0 100}
  }
}]
Specify Oxs_EulerEvolve {
  do_precess 1
  gamma_LL 2.21e5
  alpha 0.5
}
Specify Oxs_TimeDriver {
  basename 2muLB
  vector_field_output_format {text %.15g}
  scalar_output_format %.15g
  evolver Oxs_EulerEvolve
  mesh :mesh
  stopping_dm_dt 0.01
  stopping_time 3e-8
  stage_count 0
  Ms 1640e3
m0 {0 1 0}
}
Destination display mmdisp
Destination Daten mmDataTable
Destination hystgraph mmGraph:Hysteresis
Destination archive mmArchive
Schedule DataTable hystgraph Step 1
Schedule DataTable Daten Step 1
Schedule DataTable archive Stage 1
Schedule Oxs_TimeDriver::Magnetization archive Stage 1
Schedule Oxs_TimeDriver::Magnetization display Step 10
```

Für die Simulation von FMR-Spektren wird zusätzlich ein zeitabhängiges Magnetfeld simuliert, welches über die in OOMMF beinhaltete Prozedur `Oxs_ScriptUZeeman` geschieht.

MIF 2.1

```

set PI [expr {4*atan(1.)}]
set MU0 [expr {4*$PI*1e-7}]
Specify Oxs_BoxAtlas:atlas {
    xrange {0 1e-6}
    yrange {0 20E-6}
    zrange {0 9.5e-9}
}
Specify Oxs_RectangularMesh:mesh {
    cellsize {100e-9 100e-9 9.5e-9}
    atlas :atlas
}
Specify Oxs_CubicAnisotropy {
    K1 33.2E3
    axis1 { Oxs_UniformVectorField {
        norm 1
        vector {0 1 0}
    } }
    axis2 { Oxs_UniformVectorField {
        norm 1
        vector {1 0 1}
    } }
}
Specify Oxs_UniaxialAnisotropy {
    K1 2.9E4
    axis { Oxs_UniformVectorField {
        norm 1
        vector {0 1 0}
    } }
}
Specify Oxs_UniformExchange {
    A 21E-12
}
Specify Oxs_Demag {}
Specify Oxs_UZeeman:extfield0 [subst {
    comment {Field values in Tesla; scale to A/m}
    multiplier [expr {1/$MU0}]
    Hrange {
        {0.00 0.0 0.000 0.2 0.0 0.000 200}
    }
}]
Specify Oxs_ScriptUZeeman:microwavefield0 {
    script_args total_time
    script SineField
    multiplier 1
}
proc SineField { total_time } {

```

```

set PI [expr {4*atan(1.)}]
set Amp 398
set Freq [expr {9.54e9*(2*$PI)}]
set Hz [expr {$Amp*sin($Freq*$total_time)}]
set dHz [expr {$Amp*$Freq*cos($Freq*$total_time)}]
return [list 0 0 $Hz 0 0 $dHz]
}
Specify Oxs_EulerEvolve {
  do_precess 1
  gamma_LL 2.21e5
  alpha 0.004
  max_timestep 1e-12
}
Specify Oxs_TimeDriver {
  basename Pycross_oscill
  vector_field_output_format {binary 4}
  scalar_output_format %.15g
  evolver Oxs_EulerEvolve
  mesh :mesh
  stopping_dm_dt 0.000002
  stopping_time 2.0964360587002e-9
  stage_count 0
  Ms 1640e3
  m0 { Oxs_FileVectorField {
    atlas :atlas
    norm 1
    file zustand.omf
  } }
}
Destination archive2 mmArchive
Schedule DataTable archive2 Stage 1

```

A.2 AMR Berechnung anhand von OOMMF Simulationen

Der Beitrag des AMR zum Magnetowiderstand wird anhand von OOMMF Simulationen berechnet. Hierzu wurde mit Visual C ein Programm geschrieben, welches diese Berechnung vornimmt. Es wird zellweise der Winkel zwischen der Magnetisierung und dem als homogen angenommenen Strom berechnet. Aus diesem Winkel wird anhand von Gleichung 2.6 der Widerstand jeder einzelnen Zelle berechnet. Anhand der Parallel- und Reihenschaltung der Zellen innerhalb der Leiterbahn kann dann der Gesamtwiderstand der Struktur berechnet werden. Für diese Berechnung werden der spezifische Widerstand der Leiterbahn sowie die Größe des AMR Effektes benötigt. Für die Berechnung ist es möglich, einen Bereich am Ende der Leiterbahnen zu vernachlässigen, da diese aufgrund der Kontaktierung auch im realen Experiment nicht gemessen werden.

A.3 Leitwertkorrekturen bei schwacher Lokalisierung

Hikami et al. berechneten für die Leitwertkorrektur aufgrund von schwacher Lokalisierung als Funktion der Temperatur in zweidimensionalen Systemen [82]:

$$\delta G(T) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{\tau_\phi}{\tau_1} - \frac{3}{2} \ln \frac{\tau_2}{\tau_1} \right) \quad (\text{A.1})$$

mit

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_i(T)} + \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{so}} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_i(T)} + \frac{2}{3\tau_s} + \frac{4}{3\tau_{so}} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_i(T)} + \frac{2}{\tau_s} \quad (\text{A.4})$$

Der Leitwert in einem externen Magnetfeld senkrecht zur Leiterbahn verhält sich nach Hikami et al. wie folgt:

$$\delta G(B) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[f\left(\frac{B_1}{B}\right) - \frac{3}{2}f\left(\frac{B_2}{B}\right) + \frac{1}{2}f\left(\frac{B_\phi}{B}\right) \right] \quad (\text{A.5})$$

Hierbei gilt für die Funktion f folgender Zusammenhang:

$$f(x) = \psi\left(x + \frac{1}{2}\right) - \ln(x) \quad (\text{A.6})$$

wobei $\psi(x)$ die Digammafunktion - die logarithmische Ableitung der Gammafunktion - ist. Die charakteristischen Magnetfelder B_j sind dabei gegeben durch

$$B_1 = B_e + B_{so} + B_s \quad (\text{A.7})$$

$$B_2 = B_i(T) + \frac{4}{3}B_{so} + \frac{2}{3}B_s \quad (\text{A.8})$$

$$B_\phi = B_i(T) + 2B_s \quad (\text{A.9})$$

Die Magnetfelder sind hierbei über

$$L_j^2 = \frac{\hbar}{4eB_j} \quad (\text{A.10})$$

mit den charakteristischen Streuzeiten verknüpft.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Kohler-Plot	6
2.2	AMR-Effekt	7
2.3	Darstellung der für die Anisotropieenergie wichtigen Winkel	10
2.4	Darstellung der Anisotropieenergiedichte als dreidimensionaler Plot sowie als Schnitte durch die (001)- bzw. die (110)-Oberfläche.	11
2.5	Schematische Darstellung einer Bloch- und einer Néelwand	14
2.6	OOMMF-Simulationen verschiedener Arten von Domänenwänden	15
2.7	Schematische Darstellung der Bewegung der Magnetisierung in einem effektiven Magnetfeld	17
2.8	Schematische Darstellung von Domänenwänden zur Veranschaulichung des AMR-Beitrages innerhalb von Domänenwänden	18
2.9	Anschauliches Bild zur WEL	22
2.10	Temperaturabhängigkeit bei WEL/WAL	24
2.11	Magnetfeldabhängigkeit des Leitwertes bei WEL/WAL	26
2.12	Schematische Skizze zur Separation von WEL und EEI	28
2.13	Modellsysteme für WEL	30
2.14	Schematischer Unterschied der Domänenwandbewegung für strom- bzw. magnetfeldgetriebene Bewegung	32
3.1	Ewald-Kugel Konstruktion	37
3.2	Auger-Elektronen Spektroskopie	39
3.3	Schematische Darstellung der Strukturierung der Filme	41
3.4	SEM-Aufnahme einer kontaktierten Leiterbahn	42
3.5	Röntgenabsorptions-Spektren für unterschiedliche Magnetisierungsrichtungen	46
4.1	AES-Vergleich eines gereinigten/ungereinigten GaAs(110)-Substrates	51
4.2	LEED-Bild eines gereinigten GaAs(110)-Substrates und IV-LEED-Untersuchung	52
4.3	LEED, IV-LEED und AES-Untersuchungen eines 10 nm dicken Fe-Films auf GaAs(110)	53
4.4	FMR-Messung eines 10 nm dicken Fe-Films bei einer Mikrowellenfrequenz von 9.54 GHz	55

4.5	Berechnete Energielandschaft der Fe-Filme	57
4.6	Mit OOMMF simulierte FMR-Spektren im Vergleich mit experimentellen Daten	58
4.7	FMR-Messung senkrecht zur Schichtebene	59
4.8	Röntgenabsorptionsmessungen an einer einzelnen epitaktischen Fe-Leiterbahn	62
4.9	Vergleich von FMR-Messungen an einem Film und daraus strukturiertem Leiterbahnarray	63
4.10	MFM-Messungen verschiedener Fe-Leiterbahnen in Remanenz im Vergleich zu OOMMF-Rechnungen	64
4.11	MR-Messung und AMR-Simulation einer longitudinal magnetisierten Leiterbahn in transversalem Magnetfeld	67
4.12	Zunahme der Sättigungsfelder des transversalen MR als Funktion der Leiterbahnbreite	69
4.13	MR-Messung einer transversal magnetisierten Leiterbahn in longitudinalem Magnetfeld	71
4.14	MR-Messung einer 200 nm breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, die senkrecht zur leichten Richtung orientiert ist, in einem longitudinalen Magnetfeld	73
4.15	MR-Messung in longitudinaler Geometrie bei Zimmertemperatur und bei 4.2 K	75
4.16	Koerzitivfelder als Funktion der Leiterbahnbreite	76
4.17	MR-Messung bei Zimmertemperatur einer 1 μm breiten epitaktischen Fe-Leiterbahn, die senkrecht zur leichten Richtung orientiert ist	78
4.18	Temperaturabhängigkeit des Widerstandes bei verschiedenen Magnetfeldern einer 3 μm breiten Leiterbahn, die parallel zur leichten Richtung orientiert ist	81
4.19	Temperaturabhängigkeit des Widerstandes bei verschiedenen Magnetfeldern einer 3 μm breiten Leiterbahn, die senkrecht zur leichten Richtung orientiert ist	82
4.20	Vergleich der logarithmischen Leitwertkorrekturen für verschiedene Leiterbahnbreiten und -orientierungen	83
4.21	Leitwertkorrektor $\Delta G(10)$ als Funktion der Leiterbahnbreite	85
4.22	Widerstand als Funktion des externen Magnetfeldes einer epitaktischen Fe-Leiterbahn auf GaAs(110) für verschiedene Temperaturen bis zu 20 mK	87
4.23	Widerstand als Funktion der Temperatur in verschiedenen externen Magnetfeldern einer epitaktischen Fe-Leiterbahn auf ZnSe(001)	90
4.24	MFM-Aufnahmen von Domänenwänden, die mit Hilfe der MFM-Spitze erzeugt wurden	93

4.25 OOMMF-Simulation zur AMR-Bestimmung quer magnetisierter Leiterbahnen	94
4.26 Widerstandsanstieg für verschiedene Anzahlen von Domänenwänden	95
4.27 Schematische Darstellung einer zur Bestimmung des DWR geeigneten Struktur	97
4.28 XPEEM-Messung und OOMMF-Simulation einer aus zwei Teilstücken bestehenden Leiterbahn	98
4.29 Magnetowiderstandsmessung einer epitaktischen Leiterbahn mit geometrischer Modifikation	101
4.30 Berechnung der Stromdichteverteilung einer Leiterbahn, bei der ein schmaler Bereich an einen breiten grenzt	102
4.31 Schematische Darstellung einer Struktur zur Bestimmung des Domänenwandwiderstandes in quer magnetisierten Leiterbahnen	103
4.32 Magnetowiderstandsmessung einer quer magnetisierten Leiterbahn, die aus zwei unterschiedlich breiten Teilen besteht	104
4.33 OOMMF-Simulation einer quer magnetisierten Leiterbahn, die aus zwei Teilen unterschiedlicher Breite besteht	105
4.34 Kerr-Mikroskopie Aufnahmen einer (Co/Ni) _n -Multilagen-Leiterbahn vor und nach einem Strompuls	109
4.35 Berechnung des Oersted-Feldes für die in Abbildung 4.34 gezeigte Leiterbahn	111
4.36 Kerr-Mikroskopie an (Co/Pt) _n -Multilagen-Leiterbahnen vor und nach Anlegen eines gepulsten Stromes	113
4.37 Reversibles Umschalten einer einzelnen Leiterbahn durch einen Strompuls in einem externen Magnetfeld, welches nach jedem Strompuls umgepolt wird.	114
4.38 Domänenwandbewegungssequenz aufgrund aufeinanderfolgender Strompulse in einem kleinen Magnetfeld	115
4.39 Widerstandsanstieg aufgrund des Stromflusses durch die Leiterbahn.	116
4.40 Kerr-Mikroskopie Aufnahmen vor und nach einem Strompuls mit 1 μ s Dauer.	117
4.41 MFM-Aufnahmen einer epitaktischen, quer magnetisierten Fe-Leiterbahn vor und nach Strompulsen	119
4.42 Darstellung des Oersted-Feldes für eine stromdurchflossene Leiterbahn	120
4.43 MFM-Aufnahmen einer epitaktischen, quer magnetisierten Fe-Leiterbahn vor und nach Strompulsen	121
4.44 Schematische Darstellung der Orientierung der epitaktischen Fe-Zick-Zack-Leiterbahnen auf GaAs(001)	122
4.45 MFM-Aufnahmen einer longitudinal magnetisierten epitaktischen Fe-Zick-Zack-Leiterbahn	123

Literaturverzeichnis

- [1] P. Grünberg, A. Fert, Nobel Lecture (2007)
- [2] D. L. Mills, J. A. C. Bland, *Nanomagnetism*, Elsevier (2006)
- [3] X. Zhu, J.-G. Zhu, IEEE Trans. Mag. **43**, 2349 (2007)
- [4] L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996)
- [5] J. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, 1 (1996)
- [6] G. Tatara, H. Kohno, Phys. Rev. Lett. **92**, 086601 (2004)
- [7] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, T. Shinjo, Phys. Rev. Lett. **92**, 077205 (2004)
- [8] F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, Appl. Phys. Lett. **77**, 3809 (2000)
- [9] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, Science **320**, 5873 (2008)
- [10] M. Kläui, M. Laufenberg, L. Heyne, D. Backes, U. Rüdiger, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, L. J. Heyderman, S. Cherifi, A. Locatelli, T. O. Montes, L. Aballe, Appl. Phys. Lett. **88**, 232507 (2006)
- [11] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, Y. B. Bazaliy, S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **98**, 037204 (2007)
- [12] T. R. McGuire, R. I. Potter, IEEE Trans. Mag. **11**, 1018 (1975)
- [13] P. Levy, S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **79**, 5110 (1997)
- [14] C. H. Marrows, Advances in Physics, **65**, 585 (2005)
- [15] A. D. Kent, J. Yu, U. Rüdiger, S. S. P. Parkin, J. Phys.: Cond. Mat. **13**, R461 (2001)
- [16] D. Buntinx, S. Brems, A. Volodin, K. Temst, C. van Haesendonk, Phys. Rev. Lett. **94**, 017204 (2005)
- [17] U. Rüdiger, J. Yu, S. Zhang, A. D. Kent, S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **80**, 5639 (1998)
- [18] G. Tatara, H. Fukuyama, Phys. Rev. Lett. **78**, 3773 (1997)

- [19] P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985)
- [20] G. Bergmann, Solid State Commun. **42**, 815 (1982)
- [21] M. Brands, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2005)
- [22] V. K. Dugaev, P. Bruno, J. Barnaś, Phys. Rev. B **64**, 144423 (2001)
- [23] M. Brands, C. Hassel, A. Carl, G. Dumpich, Phys. Rev. B **74**, 033406 (2006)
- [24] S. Sil, P. Entel, G. Dumpich, M. Brands, Phys. Rev. B **72**, 174401 (2005)
- [25] J. Lindner, M. Farle, in *Magnetic Heterostructures*, editiert von H. Zabel, S. D. Bader, Springer (2008)
- [26] M. Brands, R. Wieser, C. Hassel, D. Hinzke, G. Dumpich, Phys. Rev. B **74**, 174411 (2006)
- [27] K. Hong, N. Giordano, J. Magn. Magn. Mater. **151**, 396 (1995)
- [28] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer (1998)
- [29] J. Stöhr, H. C. Siegmann, *Magnetism From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, Springer (2006)
- [30] <http://math.nist.gov/oommf>
- [31] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, R. Oldenbourg Verlag (2002)
- [32] J. S. Dugdale, *The Electrical Properties of Metals and Alloys*, Edward Arnold (1977)
- [33] W. G. Baber, Proc. Roy. Soc. A, **158**, 383 (1937)
- [34] H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik*, 7. Auflage, R. Oldenbourg Verlag München Wien (1993)
- [35] M. P. Raphael, B. Ravel, M. A. Willard, S. F. Cheng, B. N. Das, R. M. Stroud, K. M. Bussmann, J. H. Claassen, V. G. Harris, Appl. Phys. Lett. **79**, 4396 (2001)
- [36] K. L. Chopra, *Thin Film Phenomena*, McGraw-Hill Book Company New York (1969)
- [37] M. Kohler, Ann. Phys. **424**, 211 (1938)
- [38] J. L. Olsen, *Electron transport in metals*, Interscience Publishers (1962)
- [39] W. Thomson, Proc. Roy. Soc. **8**, 546 (1857)
- [40] R. I. Potter, Phys. Rev. B **10**, 4626 (1974)
- [41] N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. London A **153**, 699 (1936)

- [42] A. Fert, C. Vouille, in *Magnetische Schichtsysteme*, 30. Ferienkurs des IFF 1999, FZ Jülich (1999)
- [43] A. Aharoni, J. Appl. Phys. **83**, 3432 (1998)
- [44] M. Sato, Y. Ishii, J. Appl. Phys. **66**, 983 (1988)
- [45] D.-X. Chen, C. Prados, E. Pardo, A. Sanchez, A. Hernando, J. Appl. Phys. **91**, 5254 (2002)
- [46] D.-X. Chen, E. Pardo, A. Sanchez, IEEE Trans. Mag. **38**, 1742 (2002)
- [47] H. Kronmüller, Z. Physik **168**, 478 (1962)
- [48] B. D. Cullity, *Introduction to magnetic materials*, Addison-Wesley (1972)
- [49] H.-D. Dietze, H. Thomas, Z. Physik **163**, 523 (1961)
- [50] D. Polder, Phys. Rev. **73**, 1116 (1948)
- [51] B. Heinrich, J. F. Cochran, Adv. Phys. **42**, 523 (1993)
- [52] J. Lindner, Dissertation, Freie Universität Berlin (2002)
- [53] G. R. Taylor, A. Isin, R. V. Coleman, Phys. Rev. **165**, 621 (1968)
- [54] C. Hassel, M. Brands, F. Y. Lo, A. D. Wieck, G. Dumpich, Phys. Rev. Lett. **97**, 226805 (2006)
- [55] M. Viret, Y. Samson, P. Warin, A. Marty, F. Ott, E. Søndergård, O. Klein, C. Fermon, Phys. Rev. Lett. **85**, 3962 (2000)
- [56] R. Danneau, P. Warin, J. P. Attané, I. Petej, C. Beigné, C. Fermon, O. Klein, A. Marty, F. Ott, Y. Samson, M. Viret, Phys. Rev. Lett. **88**, 157201 (2002)
- [57] D. Ravelosona, A. Cebollada, F. Briones, C. Diaz-Paniagua, M. A. Hidalgo, F. Batallan, Phys. Rev. B **59**, 4322 (1999)
- [58] B. Leven, U. Nowak, G. Dumpich, Europhys. Lett. **70**, 803 (2005)
- [59] L. Berger, J. Appl. Phys. **69**, 1550 (1991)
- [60] K. Miyake, K. Shigeto, K. Mibu, T. Shinjo, J. Appl. Phys. **91**, 3468 (2002)
- [61] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, S. S. P. Parkin, Nat. Phys. **3**, 21 (2007)
- [62] M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, S. S. P. Parkin, Science **320**, 209 (2008)
- [63] T. Taniyama, I. Nakatani, T. Namikawa, Y. Yamazaki, Phys. Rev. Lett. **82**, 2780 (1999)
- [64] N. Giordano, B. Çetin, Phys. Stat. Sol. (b) **241**, 2404 (2004)

- [65] J. F. Gregg, W. Allen, K. Ounadjela, M. Viret, M. Hehn, S. M. Thompson, J. M. D. Coey, Phys. Rev. Lett. **77**, 1580 (1996)
- [66] U. Ebels, A. Radulescu, Y. Henry, L. Piraux, K. Ounadjela, Phys. Rev. Lett. **84**, 983 (2000)
- [67] S. Lepadatu, Y. B. Xu, Phys. Rev. Lett. **92**, 127201 (2004)
- [68] D. Chiba, M. Yamanouchi, F. Matsukura, T. Dietl, H. Ohno, Phys. Rev. Lett. **96**, 096602 (2006)
- [69] H. X. Tang, S. Masmanidis, R. K. Kawakami, D. D. Awschalom, Nature **431**, 52 (2004)
- [70] G. Tatara, H. Fukuyama, J. Magn. Magn. Mat **177-181**, 193 (1998)
- [71] Y. Lyanda-Geller, I. L. Aleiner, P. M. Goldbart, Phys. Rev. Lett. **81**, 3215 (1998)
- [72] R. P. van Gorkom, A. Brataas, G. E. W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **83**, 4401 (1999)
- [73] A. Brataas, G. Tatara, G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **60**, 3406 (1999)
- [74] C. Hassel, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2005)
- [75] P. W. Anderson, Phys. Rev. **109**, 1492 (1958)
- [76] P. W. Anderson, E. Abrahams, T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **43**, 718 (1979)
- [77] L. P. Gorkov, A. I. Larkin, D. E. Khmel'nitzkii, JETP Lett. **30**, 228 (1979)
- [78] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979)
- [79] J. S. Langer, T. Neal, Phys. Rev. Lett. **16**, 984 (1966)
- [80] G. Bergmann, Phys. Rev. B **28**, 2914 (1983)
- [81] G. Bergmann, Phys. Rev. Lett. **49**, 162 (1982)
- [82] S. Hikami, A. I. Larkin, Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980)
- [83] A. G. Aronov, Yu. V. Sharvin, Rev. Mod. Phys. **59**, 755 (1987)
- [84] W. L. McMillan, J. Mochel, Phys. Rev. Lett. **46**, 556 (1981)
- [85] B. L. Altshuler, A. G. Aronov, P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **44**, 1288 (1980)
- [86] B. L. Altshuler, A. G. Aronov, in *Electron-Electron Interaction in disordered systems*, editiert durch A. L. Efros, M. Pollak, North-Holland (1985)
- [87] T. F. Rosenbaum, K. Andres, G. A. Thomas, P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **46**, 568 (1981)

- [88] A. M. Finkelshtein, Sov. Phys. JETP **67**, 1 (1983)
- [89] H. Raffy, L. Dumoulin, J. P. Burger, Phys. Rev. B **36**, 2158 (1987)
- [90] D. Lenssen, S. Mantl, Appl. Phys. Lett. **71**, 3540 (1997)
- [91] P. D. Babu, S. N. Kaul, J. Non-Cryst. Solids **220**, 147 (1997)
- [92] M. Aprili, J. Leseur, L. Dumoulin, P. Nédellec, Sol. State Commun. **102**, 41 (1997)
- [93] S. Kasai, T. Niiyama, E. Saitoh, H. Miyajima, Appl. Phys. Lett. **81**, 316 (2002)
- [94] K. Sekiguchi, A. Yamaguchi, H. Miyajima, A. Hirohata, Phys. Rev. B **77**, 140401(R) (2008)
- [95] D. Neumaier, A. Vogl, J. Eroms, D. Weiss, Phys. Rev. B **78**, 174424 (2008)
- [96] T. Ono, Y. Ooka, S. Kasai, H. Miyajima, K. Mibu, T. Shijno, J. Magn. Magn. Mat. **226**, 1831 (2001)
- [97] M. Rubinstein, F. J. Rachford, W. W. Fuller, G. A. Prinz, Phys. Rev. B **37**, 8689 (1988)
- [98] F. G. Aliev, E. Kunnen, K. Temst, K. Mae, G. Verbanck, J. Barnas, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, Phys. Rev. Lett. **78**, 134 (1997)
- [99] M. Brands, A. Carl, G. Dumpich, IEEE Trans. Mag. **41**, 3586 (2005)
- [100] M. Brands, A. Carl, O. Posth, G. Dumpich, Phys. Rev. B **72**, 085457 (2005)
- [101] M. Brands, A. Carl, G. Dumpich, Europhys. Lett. **68**, 268 (2004)
- [102] M. Brands, A. Carl, G. Dumpich, Ann. Phys. **14**, 745 (2006)
- [103] D. Neumaier, Dissertation, Universität Regensburg (2008)
- [104] D. Neumaier, K. Wagner, S. Geißler, U. Wurstbauer, J. Sadowski, W. Wegscheider, D. Weiss, Phys. Rev. Lett. **99**, 116803 (2007)
- [105] D. Loss, H. Schoeller, P. M. Goldbart, Phys. Rev. B **48**, 15218 (1993)
- [106] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, Science **320**, 190 (2008)
- [107] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffrès, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Legall, Appl. Phys. Lett. **78**, 3663 (2001)
- [108] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, D. C. Ralph, Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000)
- [109] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L. J. Heyderman, F. Nolting, U. Rüdiger, Phys. Rev. Lett. **94**, 106601 (2005)

- [110] S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine, M. J. Carey, B. D. Terris, E. E. Fullerton, *Nat. Mat.* **5**, 210 (2006)
- [111] M. Kläui, *J. Phys.: Cond. Mat.* **20**, 313001 (2008)
- [112] M. Kläui, P.-O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. A. C. Bland, G. Faini, U. Rüdiger, C. A. F. Vaz, L. Vila, C. Vuille, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 026601 (2005)
- [113] A. Vanhaverbeke, A. Bischof, R. Allenspach, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 107202 (2008)
- [114] A. Yamaguchi, S. Nasu, H. Tanigawa, T. Ono, K. Miyake, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 012511 (2005)
- [115] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura, T. Dietl, H. Ohno, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 096601 (2006)
- [116] H. Tanigawa, K. Kondou, T. Koyama, K. Nakano, S. Kasai, N. Ohshima, S. Fukami, N. Ishiwata, T. Ono *Appl. Phys. Express* **1**, 011301 (2008)
- [117] T. Koyama, G. Yamada, H. Tanigawa, S. Kasai, N. Ohshima, S. Fukami, N. Ishiwata, Y. Nakatani, T. Ono, *Appl. Phys. Express* **1**, 101303 (2008)
- [118] O. Boulle, J. Kimling, P. Warnicke, M. Kläui, U. Rüdiger, G. Malinowski, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, C. Ulysse, G. Faini, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 216601 (2008)
- [119] L. Heyne, M. Kläui, D. Backes, P. Möhrke, T. A. Moore, J. G. Kimling, O. Boulle, U. Rüdiger, L. J. Heyderman, A. Fraile Rodriguez, F. Nolting, K. Kirsch, R. Mattheis, *J. Appl. Phys.* **103**, 07D928 (2008)
- [120] T. A. Moore, I. M. Miron, G. Gaudin, G. Serret, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, M. Bonfim, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 262504 (2008)
- [121] D. Ravelosona, S. Mangin, J. A. Katine, E. E. Fullerton, B. D. Terris, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 072508 (2007)
- [122] G. Tatara, H. Kohno, J. Shibata, arXiv:0801.3517v1 [cond-mat.mes-hall] (2008)
- [123] S. Zhang, Z. Li, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004)
- [124] S. Fukami, T. Suzuki, N. Ohshima, K. Nagahara, N. Ishiwata, *J. Appl. Phys.* **103**, 07E718 (2008)
- [125] B. Hausmanns, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2003)
- [126] F. Römer, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007)
- [127] A. Trunova, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2009)
- [128] K. Oura, V. G. Lifshits, A. A. Saranin, A. V. Zotov, M. Katayama, *Surface Science*, Springer (2003)

- [129] F. Jona, J. A. Strozier Jr., W. S. Yang, Rep. Prog. Phys. **45**, 527 (1982)
- [130] W. C. Lin, C. C. Kuo, C. L. Chiu, M.-T. Lin, Surf. Sci. **478**, 9 (2001)
- [131] P. J. Jennings, S. M. Thurgate, Surf. Sci. **104**, L210 (1981)
- [132] J. B. Pendry, *Low Energy Electron Diffraction*, Academic Press (1974)
- [133] G. Ertl, J. Küppers, *Low Energy Electrons and Surface Chemistry*, VCH (1985)
- [134] T. Kebe, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2006)
- [135] C. C. Chang, Surf. Sci. **25**, 53 (1971)
- [136] L. E. Davis, N. C. MacDonald, P. W. Palmberg, G. E. Riach, R. E. Weber, *Handbook of Auger Electron Spectroscopy*, Physical Electronics Industries (1976)
- [137] B. Stahlmecke, Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität, Duisburg (2002)
- [138] C. P. Poole, *Electron Spin Resonance*, John Wiley & Sons (1983)
- [139] T. Kebe, Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität, Duisburg (2002)
- [140] S. Stienen, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2008)
- [141] P. Bruno, Y. Suzuki, C. Chappert, Phys. Rev. B **53**, 9214 (1996)
- [142] OOMMF User's Guide release 1.2a3 (2002)
- [143] N. Reckers, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2008)
- [144] G. E. McGuire, *Auger Electron Spectroscopy Reference Manual*, Plenum Press (1979)
- [145] E. Kaxiras, Y. Bar-Yam, J. D. Joannopoulos, K. C. Pandey, Phys. Rev. B **33**, 4406 (1986)
- [146] R. Höllinger, M. Zölfl, R. Moosbühler, G. Bayreuther, J. Appl. Phys. **89**, 7136 (2001)
- [147] S. Adachi, J. Appl. Phys. **58**, R1 (1985)
- [148] D. Kurowski, R. Meckenstock, J. Pelzl, K. Brand, P. Sonntag, P. Grünberg, J. Appl. Phys. **81**, 5243 (1997)
- [149] X. W. Wu, M. S. Rzchowski, H. S. Wang, Q. Li, Phys. Rev. B **61**, 501 (2000)
- [150] R. Meckenstock, Rev. Sci. Instrum. **79**, 041101 (2008)
- [151] R. Pulwey, M. Zölfl, G. Bayreuther, D. Weiss, J. Appl. Phys. **91**, 7995 (2002)
- [152] G. Wastlbauer, J. A. C. Bland, Advances in Physics **45**, 137 (2005)
- [153] J. J. Krebs, F. J. Rachford, P. Lubitz, G. A. Prinz, J. Appl. Phys. **53**, 8058 (1982)

- [154] D. Sander, A. Enders, J. Kirschner, J. Magn. Magn. Mat. **200**, 439 (1999)
- [155] S. W. Sun, R. C. O’Handley, Phys. Rev. Lett. **66**, 2798 (1991)
- [156] R. Meckenstock, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1997)
- [157] B. Heinrich, Z. Celinski, J. F. Cochran, A. S. Arrott, K. Myrtle, J. Appl. Phys. **70**, 5769 (1991)
- [158] C. Antoniak, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2007)
- [159] O. Dmitrieva, M. Spasova, C. Antoniak, M. Acet, G. Dumpich, J. Kästner, M. Farle, K. Fauth, U. Wiedwald, H.-G. Boyen, P. Ziemann, Phys. Rev. B **76**, 064414 (2007)
- [160] T. J. Regan, H. Ohldag, C. Stamm, F. Nolting, J. Lüning, J. Stöhr, R. L. White, Phys. Rev. B **64**, 214422 (2001)
- [161] S. Blomeier, P. Candeloro, B. Hillebrands, B. Reuscher, A. Brodyanski, M. Kopnarski, Phys. Rev. B **74**, 184405 (2006)
- [162] C. Hassel, F. M. Römer, R. Meckenstock, G. Dumpich, J. Lindner, Phys. Rev. B **77**, 224439 (2008)
- [163] B. Hausmanns, T. P. Krome, G. Dumpich, E. F. Wassermann, D. Hinzke, U. Nowak, K. D. Usadel, J. Magn. Magn. Mat. **240**, 297 (2002)
- [164] B. Hausmanns, T. P. Krome, G. Dumpich, J. Appl. Phys. **93**, 8095 (2003)
- [165] B. Raquet, M. Viret, E. Sondergard, O. Cespedes, R. Mamy, Phys. Rev. B **66**, 024433 (2002)
- [166] B. B. Pant, J. Appl. Phys. **79**, 6123 (1996)
- [167] O. Fruchard, private Mitteilung
- [168] G. Tatara, J. Magn. Magn. Mat **226-230**, 1873 (2001)
- [169] G. Neuttiens, J. Eom, C. Strunk, V. Chandrasekhar, C. van Haesendonck, Y. Bruynseraede, Europhys. Lett. **34**, 617 (1996)
- [170] Th. G. S. M. Rijks, R. Coehoorn, M. J. M. de Jong, W. J. M. de Jonge, Phys. Rev. B **51**, 283 (1995)
- [171] M. Brands, G. Dumpich, J. Appl. Phys. **98**, 014309 (2005)
- [172] R. Meckenstock, D. Spoddig, K. Himmelbauer, H. Krenn, M. Doi, W. Keune, Z. Frait, J. Pelzl, J. Magn. Magn. Mat. **240**, 410 (2002)
- [173] M. Marangolo, F. Gustavsson, M. Eddrief, Ph. Saintavit, V. H. Etgens, V. Cros, F. Petroff, J. M. George, P. Bencok, N. B. Brookes, Phys. Rev. Lett. **88**, 217202 (2002)

- [174] D. H. Mosca, M. Abbate, W. H. Schreiner, V. H. Etgens, M. Eddrief, J. Appl. Phys. **90**, 5973 (2001)
- [175] W. Casey Uhlig, J. Shi, Appl. Phys. Lett. **84**, 759 (2004)
- [176] B. Leven, G. Dumpich, Phys. Rev. B **71**, 064411 (2005)
- [177] T. Last, S. Hacia, S. F. Fischer, U. Kunze, J. Magn. Magn. Mat **272-276**, 1590 (2004)
- [178] M. Brands, G. Dumpich, J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, 822 (2005)
- [179] T. Kimura, Y. Otani, I. Yagi, K. Tsukagoshi, Y. Aoyagi, J. Appl. Phys. **94**, 7266 (2003)
- [180] J. L. Tsai, S.F. Lee, Y.D. Yao, C. Yu, J. Magn. Magn. Mat. **246-248**, 239 (2002)
- [181] M. Hayashi, L. Thomas, Ya. B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **96**, 197207 (2006)
- [182] R. P. Cowburn, D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, J. Appl. Phys. **91**, 6949 (2002)
- [183] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Physics*, (Philadelphia: Saunders Company) (1976)
- [184] D. E. Eastman, F. J. Himpsel, J. A. Knapp, Phys. Rev. Lett. **44**, 95 (1980)
- [185] C. H. Marrows, B. C. Dalton, Phys. Rev. Lett. **92**, 097206 (2004)
- [186] S. Mangin, Y. Henry, D. Ravelosona, J. A. Katine, E. E. Fullerton, Appl. Phys. Lett. **94**, 012502 (2009)
- [187] O. Posth, C. Hassel, S. Mangin, M. Spasova, G. Dumpich, J. Lindner, eingereicht bei J. Appl. Phys. (2009)
- [188] M. Strutt, Archiv f. Elektrot., Band 17, 533 (1926)
- [189] M. Strutt, Archiv f. Elektrot., Band 18, 282 (1927)
- [190] O. Boule, L. Heyne, J. Rhensius, M. Kläui, U. Rüdiger, L. Joly, L. Le Guyader, F. Nolting, L. J. Heyderman, G. Malinkowski, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, C. Ulysse, G. Faini, J. Appl. Phys. **105**, 07C106 (2009)
- [191] F. J. A. den Broeder, H. W. van Kesteren, W. Hoving, W. P. Zeper, Appl. Phys. Lett. **61**, 1468 (1992)
- [192] R. Hyndman, P. Warin, J. Gierak, J. Ferré, J. N. Chapman, J. P. Jamet, V. Mathet, C. Chappert, J. Appl. Phys. **90**, 3843 (2001)
- [193] Kh. Zakeri, Th. Kebe, J. Lindner, M. Farle, Superlatt. and Microstruct. **41**, 116 (2007)

- [194] Kh. Zakeri, Th. Kebe, J. Lindner, M. Farle, J. Magn. Magn. Mater. **316**, e334 (2007)
- [195] L. Heyne, M. Kläui, D. Backes, T. A. Moore, S. Krzyk, U. Rüdiger, L. J. Heyderman, A. Fraile Rodríguez, F. Nolting, T. O. Montes, M. Á. Niño, A. Locatelli, K. Kirsch, R. Mattheis, Phys. Rev. Lett. **100**, 066603 (2008)

Veröffentlichungen

Teile dieser Arbeit wurden im Einvernehmen mit Herrn Prof. Dr. G. Dumpich in referierten Zeitschriften zur Veröffentlichung eingereicht bzw. bereits veröffentlicht:
Bisher veröffentlicht oder zur Veröffentlichung akzeptiert:

1. M. Brands, C. Hassel, A. Carl, G. Dumpich, *Electron-electron interaction in quasi-one-dimensional cobalt nanowires capped with platinum: Low-temperature magnetoresistance measurements*, Phys. Rev. B **74**, 033406 (2006)
2. M. Brands, R. Wieser, C. Hassel, D. Hinzke, G. Dumpich, *Reversal processes and domain wall pinning in polycrystalline Co-nanowires*, Phys. Rev. B **74**, 174411 (2006)
3. C. Hassel, M. Brands, F. Y. Lo, A. D. Wieck, G. Dumpich, *Resistance of a Single Domain Wall in (Co/Pt)₇ Multilayer Nanowires*, Phys. Rev. Lett. **97**, 226805 (2006)
4. C. Hassel, F. M. Römer, R. Meckenstock, G. Dumpich, J. Lindner, *Magnetization reversal in epitaxial Fe nanowires on GaAs(110)*, Phys. Rev. B **77**, 224439 (2008)
5. A. V. Trunova, R. Meckenstock, I. Barsukov, C. Hassel, O. Margeat, M. Spasova, J. Lindner, M. Farle, *Magnetic Characterisation of Iron Nanocubes*, J. Appl. Phys. **104**, 093904 (2008)
6. F. M. Römer, C. Hassel, Kh. Zakeri, C. Tomaz, I. Barsukov, R. Meckenstock, J. Lindner, M. Farle, *Fe monolayers on InAs(001): An in situ study of surface, interface and volume magnetic anisotropy*, J. Magn. Magn. Mat. **321**, 2232 (2009)
7. C. Hassel, F. M. Römer, G. Dumpich, J. Lindner, *Absence of weak electron localization in epitaxial Fe wires on GaAs(110)*, Phys. Rev. B **79**, 092417 (2009)
8. M. Ligges, I. Rajkovic, P. Zhou, O. Posth, C. Hassel, G. Dumpich, D. von der Linde, *Observation of ultrafast lattice heating using time resolved electron diffraction*, Appl. Phys. Lett. **94**, 101910 (2009)
9. J. Lindner, C. Hassel, A. V. Trunova, F. M. Römer, S. Stienen, I. Barsukov, *Magnetism of single-crystalline Fe Nanostructures*, akzeptiert bei Journal of Nanoscience and Nanotechnology (2009)

10. J. Li, M.-S. Lee, W. He, B. Redeker, A. Remhof, E. Amaladass, C. Hassel, T. Eimüller, *Magnetic imaging with femtosecond temporal resolution*, Rev. Sci. Instr. **80**, 073703 (2009)
11. C. Hassel, S. Stienen, F. M. Römer, R. Meckenstock, G. Dumpich, J. Lindner, *Resistance of domain walls created by means of a magnetic force microscope in transversally magnetized epitaxial Fe wires*, Appl. Phys. Lett. **95**, 032504 (2009)
12. O. Posth, C. Hassel, M. Spasova, S. Mangin, G. Dumpich, J. Lindner, *Influence of growth parameters on the perpendicular magnetic anisotropy of [Co/Ni] multilayers and its temperature dependence*, J. Appl. Phys. **106**, 023919 (2009)

Vorträge

1. C. Hassel, M. Brands, G. Dumpich, *Domain wall resistance in $(\text{Co/Pt})_n$ -multilayer-nanowires*, Frühjahrstagung der DPG, Dresden (2006)
2. C. Hassel, J. Lindner, G. Dumpich, *Domain wall motion in perpendicularly magnetized $(\text{Co/Pt})_n$ multilayer wires*, Doktorandenseminar des SFB 491, Bochum (2007)
3. C. Hassel, M. Brands, F. Y. Lo, A. D. Wieck, G. Dumpich, *Resistance of a Single Domain Wall in $(\text{Co/Pt})_7$ -multilayer-nanowires*, MRS Spring Meeting, San Francisco (2007)
4. C. Hassel, F. M. Römer, J. Lindner, G. Dumpich, *Magnetoresistance in epitaxial Fe wires on GaAs(110)*, Frühjahrstagung der DPG, Berlin (2008)
5. C. Hassel, F. M. Römer, J. Lindner, G. Dumpich, *Magnetoresistance in epitaxial Fe wires on GaAs(110)*, Doktorandenseminar des SFB 491, Duisburg (2008)
6. C. Hassel, M. Brands, A. Carl, F. M. Römer, J. Lindner, G. Dumpich, *Weak electron localization vs. Electron-electron interaction in ferromagnetic wires*, SFB Seminar des SFB 689, Regensburg (2008)
7. C. Hassel, F. M. Römer, G. Dumpich, J. Lindner, *Absence of weak localization effects in epitaxial Fe wires on GaAs(110)*, Magnetic Single Nano Object Workshop and School, Nancy (2008)
8. C. Hassel, F. M. Römer, N. Reckers, S. Stienen, F. Kronast, J. Lindner, G. Dumpich, *Resistance of domain walls in epitaxial Fe wires on GaAs(110)*, Frühjahrstagung der DPG, Dresden (2009)

Poster

1. C. Hassel, M. Brands, G. Dumpich, *Domain wall pinning and domain wall resistance in single (Co/Pt)_n-multilayer-nanowires*, International Symposium on Structure and Dynamics on the Nanometer Scale, Duisburg (2005)
2. C. Hassel, M. Brands and G. Dumpich, *Determination of the domain wall resistance in single (Co/Pt)_n-multilayer-nanowires*, International Workshop: Magnetic Imaging, Bochum (2005)
3. C. Hassel, M. Brands and G. Dumpich, *Determination of the domain wall resistance in single (Co/Pt)_n-multilayer-nanowires*, International Symposium: Structure meets Magnetism, Bochum (2006)
4. C. Hassel, M. Brands, G. Dumpich, *Resistance of a single domain wall in (Co/Pt)₇-multilayer-nanowires*, 378th WE-Heraeus Seminar, Bad Honnef, 22-26 October 2006
5. C. Hassel, M. Brands, G. Dumpich, *Resistance of a single domain wall in (Co/Pt)₇-multilayer nanowires*, Edgar-Lüscher Seminar, Klosters (2007)
6. C. Hassel, J. Rhensius, T. Kleinefeld, J. Lindner, G. Dumpich, *Domain wall motion in perpendicularly magnetized (Co/Pt)_n multilayer wires*, Frühjahrstagung der DPG (2007)
7. C. Hassel, J. Rhensius, T. Kleinefeld, J. Lindner, G. Dumpich, *Current assisted domain wall motion in perpendicularly magnetized (Co/Pt)_n multilayer wires*, Summerschool des SFB 491, Schwerte (2007)
8. C. Hassel, F. M. Römer, J. Lindner, G. Dumpich, *Magnetization reversal and weak electron localization in epitaxial Fe nanowires on GaAs(110)*, Edgar-Lüscher Seminar, Klosters (2008)
9. C. Hassel, F. M. Römer, S. Stienen, N. Reckers, R. Meckenstock, G. Dumpich, J. Lindner, *Magnetoresistance in epitaxial Fe wires on GaAs(110): Domain wall resistance and weak electron localization*, CeNIDE Workshop, Duisburg (2008)
10. C. Hassel, F. M. Römer, G. Dumpich, J. Lindner, *Weak electron localization and enhanced electron electron interaction in epitaxial Fe wires on GaAs(110)*, Frühjahrstagung der DPG, Dresden (2009)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Leuten bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Hierbei sind insbesondere zu erwähnen:

Ich danke Herrn Prof. Dr. M. Farle ganz herzlich für die Förderung meiner Arbeit.

Ein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. G. Dumpich für seine ständige Diskussionsbereitschaft, die kritische Durchsicht des Manuskriptes sowie die sehr gute Betreuung während der gesamten Doktorarbeit.

Ebenso möchte ich mich bei Dr. Jürgen Lindner bedanken, der stets ein offenes Ohr bei Fragen hatte, viele Anregungen zu dieser Arbeit gegeben hat.

Dr. Ralf Meckenstock danke ich ebenfalls für seine Geduld bei ganz vielen Fragen zur FMR sowie viele hilfreiche Diskussionen. Seine Erklärungen und Anregungen waren stets sehr hilfreich.

Florian M. Römer danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit an der UHV-Kammer (auch wenn das häufiger mal zu langen Abenden geführt hat...), die mir viel Spaß gemacht hat, die LabView Programmierung und die Korrektur meines L^AT_EX Dokumentes in den späten Abendstunden.

Bei dem gesamten FMR/UHV Team bedanke ich mich für eine gute Arbeitsatmosphäre, Hilfe bei den Messungen, hilfreiche Diskussionen und eine nette Zeit.

Meinen Bürokollegen Nathalie Reckers, Anja Banholzer, Sven Stienen, Christian Wirtz und Oliver Posth danke ich neben der stets netten Büroatmosphäre, der Enthüllung vieler völlig unwichtiger Dinge, die allerdings häufig zur allgemeinen Belustigung beigetragen haben, auch für: Svens Hilfe bei der Durchführung der MFM-Messungen und seine ständige Bereitschaft, meine Messzeit an seinem MFM zu verlängern. Nathalie und Anja für viele SEM-Bilder, geschriebene Proben und Aufdampfen. Christian danke ich für die Kontaktierung verschiedenster Nanoröhrchen, die leider in dieser Arbeit keinen Platz gefunden haben.

Bei Horst Zähres bedanke ich mich für technische Hilfestellungen aller Art, bei Michael Vennemann für die Durchführung von XRD-Messungen sowie technische Betreuung in Sachen Computer. Herrn W. Kunze danke ich für die zuverlässige Versorgung mit Helium sowie die Herstellung der Pellets.

Bei Herrn D. Schädel bedanke ich mich für die schnelle und zuverlässige Durchführung von Werkstattarbeiten.

Bei der Teamassistenz Sabina Grubba und Helga Mundt bedanke ich mich für die schnelle und unproblematische Abwicklung sehr vieler bürokratischer Dinge.

Allen Mitarbeitern der AG Farle möchte ich für die gute Zusammenarbeit sowie die gute Arbeitsatmosphäre danken.

Andreas Knittel, University of Southampton, danke ich für die Starthilfe bei den AMR Berechnungen.

Dr. Florian Kronast danke ich für die Hilfe bei der Durchführung der Messzeit am XPEEM bei Bessy.

Bei Dr. Fang-Yuh Lo, zu der Zeit in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. A. D. Wieck an der Ruhr-Universität Bochum, möchte ich mich herzlich bedanken für die zuverlässige Durchführung der Ga-Ionen-Implantationen.

Jan Rhensius, zu der Zeit in der Gruppe von Prof. Dr. W. Kleemann, und Dr. T. Kleinefeld danke ich für die Hilfe bei Kerr-Mikroskopie Messungen in ihren Laboren.

Ich bedanke mich bei Dr. Rudolf Schäfer und Dr. Jeffrey McCord für die Möglichkeit, die strominduzierten Schaltprozesse an einem ihrer Kerr-Mikroskope untersuchen zu können sowie ihre tatkräftige Unterstützung bei den Experimenten.

Dr. Daniel Neumaier aus der Gruppe von Prof. Dr. D. Weiss danke ich für die Durchführung der MR-Messungen bei sehr tiefen Temperaturen sowie hilfreiche Diskussionen zum Quantentransport.

Dr. Riccardo Hertel und Dr. Attila Kakay vom Forschungszentrum Jülich danke ich für die Berechnung der Stromdichteverteilung in den gemessenen Leiterbahnen.

Michaela Hartmann danke ich für die Durchsicht des Manuskriptes.

Ganz besonders danken möchte ich meinen Eltern für die Unterstützung während des Studiums, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Mein allerherzlichster Dank geht an meine Freundin Andrea, die mich zwar in letzter Zeit nicht viel gesehen hat, mich aber trotzdem stets liebevoll unterstützt hat.

Diese Arbeit wurde mit finanziellen Mitteln der DFG im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 491 gefördert.

Tabellarischer Lebenslauf

Persönliche Daten

Name:	Christoph Hassel
Geburtstag und -ort:	14.06.1980 in Duisburg
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	ledig
Dienstliche Adresse:	Universität Duisburg-Essen, Fachbereich Physik Lotharstr. 1, 47048 Duisburg (Germany) Tel.: +49-203-379-4284 e-mail: christoph.hassel@uni-due.de

Hochschulausbildung

01/2006-heute	Promotion an der Universität Duisburg-Essen, Wissenschaftlicher Mitarbeiter des SFB 491
10/2000-09/2005	Physikstudium an der Universität Duisburg-Essen Diplomarbeit: <i>Magnetowiderstand nanostrukturierter ferromagnetischer Leiterbahnen</i> , mit Auszeichnung

Tätigkeiten im Fachbereich Physik

10/2002-09/2005	Studentische Hilfskraft in der AG Farle, Betreuung des physikalischen Anfängerpraktikums
10/2005-heute	Antestate im physikalischen Anfängerpraktikum

Zivildienst

08/1999-06/2000	Medizinische Einrichtungen der Heinrich-Heine- Universität, Düsseldorf
-----------------	---

Schulausbildung

08/1990-06/1999	Abitur am Erzbischöflichen Suitbertus Gymnasium, Düsseldorf
-----------------	--